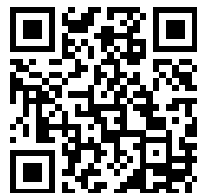

This is a reproduction of a library book that was digitized by Google as part of an ongoing effort to preserve the information in books and make it universally accessible.

GoogleTM books

<https://books.google.com>





Informazioni su questo libro

Si tratta della copia digitale di un libro che per generazioni è stato conservata negli scaffali di una biblioteca prima di essere digitalizzato da Google nell'ambito del progetto volto a rendere disponibili online i libri di tutto il mondo.

Ha sopravvissuto abbastanza per non essere più protetto dai diritti di copyright e diventare di pubblico dominio. Un libro di pubblico dominio è un libro che non è mai stato protetto dal copyright o i cui termini legali di copyright sono scaduti. La classificazione di un libro come di pubblico dominio può variare da paese a paese. I libri di pubblico dominio sono l'anello di congiunzione con il passato, rappresentano un patrimonio storico, culturale e di conoscenza spesso difficile da scoprire.

Commenti, note e altre annotazioni a margine presenti nel volume originale compariranno in questo file, come testimonianza del lungo viaggio percorso dal libro, dall'editore originale alla biblioteca, per giungere fino a te.

Linee guida per l'utilizzo

Google è orgoglioso di essere il partner delle biblioteche per digitalizzare i materiali di pubblico dominio e renderli universalmente disponibili. I libri di pubblico dominio appartengono al pubblico e noi ne siamo solamente i custodi. Tuttavia questo lavoro è oneroso, pertanto, per poter continuare ad offrire questo servizio abbiamo preso alcune iniziative per impedire l'utilizzo illecito da parte di soggetti commerciali, compresa l'imposizione di restrizioni sull'invio di query automatizzate.

Inoltre ti chiediamo di:

- + *Non fare un uso commerciale di questi file* Abbiamo concepito Google Ricerca Libri per l'uso da parte dei singoli utenti privati e ti chiediamo di utilizzare questi file per uso personale e non a fini commerciali.
- + *Non inviare query automatizzate* Non inviare a Google query automatizzate di alcun tipo. Se stai effettuando delle ricerche nel campo della traduzione automatica, del riconoscimento ottico dei caratteri (OCR) o in altri campi dove necessiti di utilizzare grandi quantità di testo, ti invitiamo a contattarci. Incoraggiamo l'uso dei materiali di pubblico dominio per questi scopi e potremmo esserti di aiuto.
- + *Conserva la filigrana* La "filigrana" (watermark) di Google che compare in ciascun file è essenziale per informare gli utenti su questo progetto e aiutarli a trovare materiali aggiuntivi tramite Google Ricerca Libri. Non rimuoverla.
- + *Fanne un uso legale* Indipendentemente dall'utilizzo che ne farai, ricordati che è tua responsabilità accertarti di farne un uso legale. Non dare per scontato che, poiché un libro è di pubblico dominio per gli utenti degli Stati Uniti, sia di pubblico dominio anche per gli utenti di altri paesi. I criteri che stabiliscono se un libro è protetto da copyright variano da Paese a Paese e non possiamo offrire indicazioni se un determinato uso del libro è consentito. Non dare per scontato che poiché un libro compare in Google Ricerca Libri ciò significhi che può essere utilizzato in qualsiasi modo e in qualsiasi Paese del mondo. Le sanzioni per le violazioni del copyright possono essere molto severe.

Informazioni su Google Ricerca Libri

La missione di Google è organizzare le informazioni a livello mondiale e renderle universalmente accessibili e fruibili. Google Ricerca Libri aiuta i lettori a scoprire i libri di tutto il mondo e consente ad autori ed editori di raggiungere un pubblico più ampio. Puoi effettuare una ricerca sul Web nell'intero testo di questo libro da <http://books.google.com>



NUOVA SERIE

ANNO IV - 1927

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI



BOLOGNA
NICOLA ZANICHELLI
EDITORE

**L'EDITORE ADEMPIUTI I DOVERI
ESERCITERÀ I DIRITTI SANCITI DALLE LEGGI**

Bologna - Cooperativa Tipografica Azzoguidi, XII-1928

SERIE

GENNAIO 1927

ANNO IV-N.1

UNIV. OF
CALIFORNIAIL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATO IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

MAY 1 1927

O. M. CORBINO Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

Quesiti insoluti nelle teorie fondamentali dell'elettromagnetismo. — V. RONCHI: *radiali.* — S. MAGRINI: *Augusto Righi di fronte al concetto delle azioni a*
— M. PIERUCCI: *A proposito di una recente determinazione della massa*
— M. CAMPA: *Azione dei Raggi X sulla cristallizzazione dell'antimonio.* —
GHIN: *Teoria della diffrazione svolta in base alla meccanica ondulatoria.* —
RI: *Diametri degli atomi e degli ioni.* — RIVISTA: G. MAYR: *L'interfe-*
enza nella misura del diametro degli astri e della distanza fra stelle doppie.
QUARTULLI: *Astrolabio in Ravenna.* — SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA.
Notiziario.



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

QUESITI INSOLUTI NELLE TEORIE FONDAMENTALI DELL'ELETTROMAGNETISMO

Nota di GIOVANNI GIORGI ⁽¹⁾

Il dott. CARL HERING di Philadelphia, pubblicando le sue ingegnose esperienze sui fenomeni di reostrizione e di distensione nei conduttori percorsi da corrente elettrica e su dispositivi nuovi per realizzare azioni meccaniche ed azioni elettromotrici fra conduttori ⁽²⁾, avanzò l'opinione che le leggi dell'elettrodinamica insegnate fin qui non fossero esatte, e che dei suoi fenomeni si dovesse cercare la spiegazione in nuove leggi fondamentali, in contraddizione con le antiche. Queste asserzioni furono confutate. Ma la confutazione provocò una polemica molto interessante, a cui hanno preso parte autorità come NORTHRUP, KENNARD, KARAPETOFF, MAILLOUX ⁽³⁾, LIÉNARD ⁽⁴⁾, LOMBARDI ⁽⁵⁾, e altri, e da cui è risultato che questi autori, d'accordo nel confutare HERING, non erano d'accordo fra loro nell'interpretare le leggi stabilite dell'elettrodinamica, e nell'applicarle per spiegare le esperienze del fisico americano. Venuto a conoscenza di questa polemica, e per cortesia del prof. LOMBARDI, di quella parte di essa, molto importante, che si era svolta inedita, ho cercato di formulare

⁽¹⁾ Dagli *Atti della Pontificia Accademia delle Scienze*, « Nuovi Lincei », anno LXXIX, sessione VII del 20 giugno 1926.

⁽²⁾ *Electromagnetic forces, etc.* Midwinter Convention of. A. I. E. E., febbraio 1923, pubblicata in « Journal of American Institute of Electrical Engineers », vol. XIII (1923), pp. 139-159; e molti altri lavori dello stesso Autore, pubblicati da allora in poi in « Sciences », in « Journal of Franklin Institute », e altrove. I primi di questi lavori furono tradotti e analizzati da BRÜNINGHAUS, nella « Revue Générale de l'Électricité », 18 e 25 agosto 1923.

⁽³⁾ V. la discussione alla Midwinter Convention, 1923, « Journ. A. I. E. E. », loco citato; e altri lavori nei principali periodici tecnici americani.

⁽⁴⁾ *Examen des idées de M. C. Hering, etc.* « Revue Générale de l'Électricité », vol. XVI (22-29 novembre 1924), pp. 811-19 e 851-59.

⁽⁵⁾ *Fenomeni di reostrizione, etc.* « L'Elettrotecnica » vol. XII (5 ottobre 1923); *Sulle proprietà di un conduttore*, ibid., vol. XII (5 aprile 1925).

opinioni conclusive in una lettera che ho diretto al prof. LOMBARDI stesso e che per interessamento del medesimo fu pubblicata l'anno scorso ⁽¹⁾; e in un supplemento di osservazioni al prof. LIÉNARD, che furono edite in occasione della traduzione francese di essa lettera fatta da BRÜNINGHAUS ⁽²⁾. Nella conclusione di questi scritti ho espresso la convinzione che le leggi dell'elettrodinamica conosciute sono bensì esatte e al di fuori di ogni possibilità di attacco, ma non sono mai state formulate in modo completo, e una revisione alla forma di alcuni principii è realmente necessaria.

Vengo qui a presentare alcuni esempi che mettono in evidenza una lacuna che esiste, in riguardo ai problemi delle f. e. m. indotte e delle forze che sollecitano gli elettroni.

Consideriamo la Terra come un magnete, e sia un conduttore lungo un quadrante di un meridiano. Questo conduttore ruoti intorno all'asse terrestre: quale sarà la f. e. m. indotta per effetto delle linee magnetiche da esso tagliate? Applicando le regole consuete, un osservatore fisso con assi siderali dirà che il conduttore non si muove se mantiene orientazione fissa rispetto alle stelle, e supposto che il magnete-terra sia un solido di rivoluzione, il conduttore in questo caso non taglia linee e non ha f. e. m. indotta; e la possiede invece quando accompagna la terra nel suo moto. Il contrario verrà asserito invece da un osservatore terrestre. MAXWELL già richiamò attenzione a questi casi in cui l'incertezza della scelta del riferimento rende ambigua la regola di calcolare la f. e. m. indotta in base al vettor-prodotto della velocità v del conduttore e dell'intensità B del campo. La risposta ovvia in simili casi di dubbio, è che volendo dare un senso fisico alla domanda, dobbiamo immaginare collegato un voltmetro ai capi del conduttore; e allora il voltmetro misura la f. e. m. indotta in un circuito chiuso, la quale è uguale a $-\frac{\partial\Phi}{\partial t}$, dove Φ è il flusso abbracciato dal circuito, e quindi ha un valore definito indipendente dal moto dell'osservatore.

Questa risposta sembra sufficiente, e non lo è. Il Prof. LOMBARDI ha già richiamato l'attenzione degli elettrotecnici sull'incertezza a cui conduce la formola $E = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ nel caso di induzioni « unipolari »

⁽¹⁾ *A proposito di una recente polemica sulle leggi di elettrodinamica.* « L'Elettrotecnica », vol. XII (25 giugno 1925), pp. 435-437.

⁽²⁾ *De l'interprétation des expériences de Carl Hering et de l'opportunité d'une révision des lois de l'électromagnétisme.* « Revue Générale de l'Electricité », vol. XVIII (17 ottobre 1925) pp. 641-646.

e di contatti striscianti; e ha sostenuto doversi preferire l'altra regola, in cui figura la velocità del conduttore, ovvero il « numero di linee di forza tagliate »; la quale regola realmente è utile in alcuni casi, ma porta con sè i dubbi del sistema di riferimento; e riesce inapplicabile quando si tratta di sistemi deformabili e di campi che variano comunque anzichè spostarsi come figure rigide.

Altro esempio significativo, che rientra nell'ultima categoria: cercare di misurare o definire la caduta di potenziale in una rotaia di ferrovia a corrente alternante. La rotaia è immersa in un campo variabile, e questo campo investe anche i fili che vanno al voltmetro, e secondo il percorso che si fa fare ai fili, il risultato è diverso. Se il tracciato della ferrovia è una linea rientrante, cioè se il termine coincide coll'origine, un risultato definito si ottiene intrecciando questi fili; ma in ogni caso, tale risorsa manca e non vi è mezzo di impostare la misura.

Potrà sostenersi che in questo caso, come in quello del conduttore che segue il quadrante di meridiano, la f. e. m. indotta sia realmente cosa non definibile, cioè di definizione arbitraria. Ma nell'uno o nell'altro caso possiamo condurre i fili adduttori a un elettrometro, anzichè a un voltmetro, e invece di chiedere qual'è la f. e. m. nel conduttore, chiedere di calcolare qual'è la indicazione dell'elettrometro, sia pure con quel particolare percorso di fili che si è prescelto. La domanda è fisicamente definita, ma nessuna delle due regole permette di rispondere, l'una perchè il risultato del calcolo dipende dall'arbitrio del sistema di riferimento, e l'altra perchè si tratta di un circuito non chiuso: il circuito si chiude attraverso un dielettrico, che può essere l'etere di cui non è definibile lo stato di moto.

Questa riflessione suggerisce di estendere la parte occupata dal dielettrico, e ridurre l'insieme dei conduttori a una semplice particella elettrizzata, o a un singolo elettrone, mentre il dielettrico è tutto lo spazio ambiente. In luogo di forza elettromotrice si avrà allora la forza ponderomotrice che sollecita l'elettrone. Formiamo così questo problema: una nave nell'oceano si muove lungo un parallelo, nel campo magnetico terrestre, che localmente supponiamo per semplicità verticale; un elettrone, collocato su questa nave, subisce, per effetto del moto, una forza meccanica diretta da babordo a tribordo o viceversa: questa forza è il prodotto della carica elettronica per l'intensità B del campo magnetico terrestre e per la velocità della nave: ma velocità rispetto a che cosa? a quale sistema di riferimento? Tutti i problemi precedenti si riducono a questo perchè quando si sa calcolare la forza ponderomotrice su ogni elettrone, si sa individuare il vettore forza elettrica che agisce su ogni

punto di un conduttore, e quindi per integrazione restano determinate le forze elettromotrici lungo i conduttori finiti.

Ora quale risposta danno le teorie conosciute a una domanda siffatta? La teoria di MAXWELL-HEAVISIDE originaria e anche quella di LORENTZ prerelativista, dicono che bisogna prendere come riferimento l'etere, e che rispetto all'etere stesso si debbano misurare le velocità che s'introducono in formola. Ma il riferimento etere si palesa inafferrabile. Cadiamo dunque, e non per un fenomeno di secondo ordine, ma per un calcolo macroscopico di primo ordine, in pieno dominio della relatività.

Se consultiamo la teoria di relatività (la relatività ristretta qui è sufficiente), troviamo nella memoria di EINSTEIN del 1905 un'asserzione che equivale alla seguente: Se due piattaforme R e R' sono in moto relativo (di traslazione uniforme) con velocità v , e se E , Q , H , B sono i quattro vettori del campo elettrico e magnetico osservati dalla piattaforma R , il primo e terzo di essi vettori, osservati dalla piattaforma R' , diventano

$$E' = \frac{E - [Bv]_v}{\vartheta}, \quad H' = \frac{H + [Qv]_v}{\vartheta}$$

dove il segno $[]_v$ indica vettor-prodotto, mentre ϑ è un divisore

$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ che agisce solamente sulle componenti parallele a v . Quindi se l'elettrone supposto in quiete rispetto a R ha carica q , la forza ponderomotrice che lo sollecita appare Eq per l'osservatore R , e invece $E'q$ per l'osservatore R' . Ciò, fa osservare EINSTEIN, è equivalente (salvo il fattore di $\frac{1}{\vartheta}$) all'asserzione classica, che passando da R a R' la forza elettrostatica si accresce di una forza di origine elettromagnetica $- [Bv]_v$ dovuta alla corrente di convezione che risulta dal moto del corpuscolo. L'investigazione sul valore di v che deve applicarsi come fattore al campo magnetico B si trasforma così in un'investigazione sulla legge di variazione del campo elettrico E' quale esso appare ai diversi osservatori.

Tutto questo è esatto ma indica solo con quale legge il campo si modifica da una piattaforma all'altra, e non dice quale sia il campo dovuto a cause date, misurato rispetto a una certa piattaforma; per rispondere a questo bisognerebbe conoscere, per ogni dato sistema di cause produttrici di un campo, qual'è la piattaforma di riferimento privilegiata, contraddistinta dalla proprietà che un elettrone legato con quella piattaforma subisca forza ponderomotrice nulla. Ritorniamo dunque al quesito che ci siamo proposti.

Per rispondervi coi mezzi della teoria di MAXWELL-HEAVISIDE o con quella di LORENTZ nelle equazioni macroscopiche — da poi che la teoria relativista non aggiunge nuovo mezzo di risposta — dovremmo assumere una piattaforma maxwelliana (cioè ferma rispetto all'etere) e scrivere le equazioni del campo rispetto ad essa, tenendo conto delle cause determinanti, e integrare queste equazioni. Se tentiamo di seguire questo cammino ci accorgiamo ben presto che nessuno dei sistemi di equazioni proposti è sufficiente per determinare la soluzione. Precisiamo il problema in una forma semplice: si ha un sistema di conduttori, con date f. e. m. impresse in alcuni loro punti: eventualmente un sistema di elettroni sparsi, e un sistema di magneti permanenti, e di corpi magnetizzabili: tutti questi corpi sono immersi nello spazio vuoto (etere libero) e hanno moti dati rispetto alla piattaforma: quale campo viene generato? Noi vediamo facilmente che per rendere determinate e atte all'integrazione le equazioni del campo mancano alcuni elementi: mancano le equazioni per l'interno dei conduttori mobili, mancano le equazioni di passaggio in superficie. Alcuni tentativi sono stati fatti per scrivere tali equazioni (da ABRAHAM, da LORENTZ, da PLANCK e da altri) ma parziali e non d'accordo fra loro.

In effetto, l'attenzione dei fisici teorici è stata particolarmente rivolta al caso, relativamente più complesso, di dielettrici materiali mobili, mentre è stato quasi trascurato il caso di conduttori mobili nello spazio libero, caso che è più semplice e di gran lunga più importante per le applicazioni, ma non è deducibile come caso limite dall'altro. Così investigando accuratamente la cosa, ci accorgiamo con non poca sorpresa, che mentre tutti gli elettrotecnici sanno calcolare con una formula pratica e già messa al sicuro, la f. e. m. indotta in un conduttore di una dinamo, le equazioni generali dell'elettromagnetismo non conducono senza ipotesi accessorie a risolvere questo problema elementare. Ma in casi meno semplici, come quello delle rotaie già riferito, e quelli relativi ai contatti striscianti e alle induzioni unipolari, la risposta si fa controversa. Ad ogni modo vediamo una volta di più che il problema delle f. e. m. indotte, quello delle forze ponderomotrici su corpi elettrizzati, e quello della determinazione generale del campo rispetto a piattaforme prestabilite, si fondono in uno.

Il prof. LOMBARDI mi ha suggerito che molte difficoltà si potrebbero risolvere dicendo che p. es. la f. e. m. indotta si calcola in base alla legge del « numero di linee di forza tagliate », facendo fare la misura da un osservatore legato con le « cause del campo ». Questo suggerimento corrisponde, credo, a una visione felicemente esatta

della realtà, e viene a corrispondere con quanto si fa comunemente in elettrotecnica, e ha spirito strettamente relativista. Ma è applicabile solo al caso in cui le « cause del campo » formano un sistema indeformabile. E manca poi un sistema di leggi, o di equazioni o di postulati, che colleghi questa asserzione al resto della teoria. Non vi è dubbio che avute queste leggi, in modo completo, se ne potrebbero dedurre le risposte pei casi di sistemi deformabili.

Ecco qualche altro esempio illustrativo delle lacune della teoria.

Un conduttore indefinito rettilineo porta una corrente elettrica (per avere un caso fisicamente concepibile, si può sostituirlo con un conduttore che percorra l'equatore terrestre, e si chiuda su sè stesso, o partecipi oppure no al moto terrestre). Vari elettroni si trovano presso alla superficie del conduttore, in modo da essere immersi nel campo magnetico prodotto dalla corrente: uno di essi è fermo rispetto alla materia del conduttore, gli altri hanno diverse velocità parallele all'asse del medesimo. Quale di questi elettroni deve essere considerato come fermo e quindi non equivalente a corrente, e quindi su quale di essi la forza ponderomotrice elettromagnetica sarà nulla? (in particolare nel caso dell'equatore terrestre, l'elettrone non sollecitato sarà quello fermo con la Terra, o quello fermo con assi siderali, od altro?).

Qui la risposta del prof. LOMBARDI sarebbe applicabile, e porterebbe a concludere che l'elettrone è quello che si trova immobile rispetto alla materia del conduttore. Sembra che questa risposta sia l'unica d'accordo con la relatività, e con la teoria elettronica delle correnti elettriche. Ma si potrebbero elevare alcuni dubbi.

E data per vera questa conclusione si deve come conseguenza ritenere che due conduttori indefiniti come sopra, paralleli fra loro, e che differiscano per un moto di traslazione lungo il loro asse, producano un campo differente mentre le equazioni classiche non danno di ciò alcuna traccia? Forse che, come sembrano ritenere implicitamente alcuni, i quattro vettori del campo non sarebbero sufficienti a definirne gli effetti, e occorre aggiungere altro elemento p. es. la « velocità » di traslazione del campo rispetto al sistema di riferimento prescelto? Ritengo che quest'ultima ipotesi sia del tutto da escludere, e che si tratti di una vera differenza tra i due campi di cui sopra, che si rifletta nei valori di alcuno dei quattro vettori, e che deve risultare come conseguenza di quelle equazioni che ho detto essere mancanti.

Un altro caso, in cui il sistema delle « cause » del campo è deformabile, ci lascia maggiormente in imbarazzo, e in realtà rientra in quel medesimo ordine di fenomeni a cui appartiene il problema

della rotaia citato da principio. Un solenoide sia avvolto su un nucleo di ferro, e abbiamo questi due elementi un moto reciproco di rotazione rispetto all'asse comune. Influiscono i moti di entrambe le materie, ferro e rame, sul determinare quale è l'elettrone che collocato presso alla superficie del conduttore non risente sforzo ponderomotore? E in qual modo?

Io ritengo che forse nemmeno le equazioni così dette « micro » di LORENTZ, cioè quelle che tengono conto singolo degli elettroni di cui sono costituiti i corpi conduttori e quelli magnetici diano risposta sufficiente a quesiti di questa natura. In ogni caso date le oscurità che si hanno tuttora sull'azione di detti elettroni nei corpi conduttori, e la complicazione intima dei fenomeni, tali equazioni sembrano allo stato attuale delle nostre conoscenze non utilizzabili con risultato effettivo. E ad ogni modo, questo ci porta in un nuovo campo: per la necessità della pratica, per confrontare esperimenti di laboratorio con previsioni, si desiderano avere non equazioni « micro » ma equazioni che siano complete nel campo della fisica macroscopica.

La conclusione dunque è che le leggi e le equazioni classiche dell'elettromagnetismo già conosciute, in qualunque forma noi le possediamo, anche quando completate con le teorie di relatività, se possono difendersi dall'accusa troppo leggermente formulata di essere inesatte, non sfuggono a quella di essere incomplete. Non entra nei limiti della presente Nota il mostrare come, a mio intendimento, il completamento debba essere fatto.

I RETICOLI RADIALI

Nota del Prof. VASCO RONCHI

Recentemente A. BOUTARIC e V. F. DEMORA ⁽¹⁾ hanno studiato le proprietà dei reticoli a settori alternativamente trasparenti ed opachi; però non ci sembra di poter consentire nè nel criterio seguito per l'interpretazione dei fenomeni, nè nei calcoli eseguiti, nè nella condotta delle prove sperimentali.

Abbiamo perciò ripreso in esame e le une e gli altri; e nella presente Nota passiamo ad esporre i risultati dei nuovi studi e delle nuove osservazioni; ai quali seguirà una breve critica dei lavori degli A. citati.

Più brevemente chiameremo *radiali* i reticoli in istudio.

Quando si illumina un reticolo radiale con una onda piana e parallela al suo piano, cioè colla luce proveniente da una stella monocromatica infinitamente lontana e sull'asse del reticolo, o anche con quella che emerge da un collimatore, coassiale, in cui la sorgente sia un forellino minutissimo, si osservano dei fenomeni di interferenza di particolare bellezza. Se con un oculare a forte ingrandimento si osserva in piani paralleli a quelli del reticolo e via via più distanti, si vedono dapprima delle complicatissime figure d'interferenza, di cui le difficoltà di riproduzione ci vietano di presentare un esemplare. Nella parte centrale di tutte queste figure esiste un anello, all'interno del quale non si manifesta nessuna interferenza.

In seguito, allontanando l'oculare, si vede questo primo anello dilatarsi, la corona delle interferenze diminuirsi e stratificarsi in altri anelli concentrici, finchè non si vedono che soli anelli sottilissimi. Il loro numero raggiunge un massimo, poi decresce per lo svanire di quelli più esterni, fino a ridursi al solo anello centrale.

Le distanze q , a cui avvengono queste trasformazioni, dipendono dal raggio R del reticolo radiale, dal suo periodo angolare α , dalla lunghezza d'onda λ della luce impiegata, secondo leggi assai complesse, ma in completo accordo colla seguente teoria.

⁽¹⁾ A. BOUTARIC e V. F. DEMORA: *Phénomènes de diffraction présentés par un réseau à secteurs alternativement transparents et opaques*. « Com. Rend. », 180, 9, 1925, p. 656; « Jour. de Phys. », VII, 2, 1926, p. 45.

Premesso che « periodo angolare » significa l'angolo in radianti di un settore chiaro e di uno oscuro complessivamente, consideriamo un elemento di reticolo alla distanza r dal centro, assimilabile a un reticolo rettilineo di periodo $r\alpha$. L'elemento di onda piana incidente parallelamente su questo reticolino infinitesimo viene così scomposto in varii elementi diffratti, deviati su quello centrale dell'angolo $k\lambda/r\alpha$, essendo k il numero d'ordine delle varie onde diffratte e trascurando i termini di grado superiore al primo, come è lecito per la piccolezza degli angoli considerati.

Sopra uno schermo alla distanza q dal piano del reticolo e parallelo a questo, si hanno allora tanti spettrini disposti lungo una retta normale ai tratti del reticolino infinitesimale considerato e distanti fra loro di $x = k\lambda q/r\alpha$.

Questa espressione scritta

$$(1) \quad xr = k\lambda q/\alpha$$

ci dice che se consideriamo tutta una serie continua di elementi di reticolo radiale, aventi come tratto medio lo stesso settore (asse delle r), i varii spettri diffratti costituiscono delle iperboli equilateri, aventi l'asse delle r e quello normale delle x come assintoti.

Evidentemente l'effetto di tutto il reticolo deve essere la risultante degli effetti dei varii elementi radiali ora considerati.

Si debbono però distinguere tre casi:

I° caso. - Quando il raggio R del reticolo è visto dal punto di osservazione sotto un angolo assai grande, prevalgono i fenomeni di interferenza fra tutti i varii sistemi di iperbole, e si hanno quelle complicatissime figure già ricordate. È però evidente che nessun fenomeno d'interferenza si deve avere dentro il cerchio involupato dalle iperbole $k = 1$, di raggio, per la (1),

$$r_1^2 = 2\lambda q/\alpha.$$

Queste figure non presentano che un interesse estetico.

II° caso. - Se il raggio R del reticolo appare invece sotto un angolo abbastanza piccolo dal punto di osservazione, dei varii spettri di diffrazione iperboliche si hanno solo le zone prossime al vertice (1); queste involupano così altrettanti cerchi i cui raggi sono ancora dati, per la (1), da

$$(2) \quad r_k^2 = 2k\lambda q/\alpha.$$

(1) Un ramo dell'iperbola è mozzo, per esser cessato il tratto di reticolo; l'altro è pochissimo intenso o manca per la estrema sottigliezza dei tratti nel centro del reticolo stesso, e sovente per la loro mancanza in seguito alle difficoltà di esecuzione.

III° caso. - Infine se il raggio R del reticolo è ancora più piccolo in modo che nel piano di osservazione non arrivi a formarsi neppure il vertice degli spettri iperbolici di diffrazione, i tratti di questi che si formano, per quanto deboli inviluppano ancora dei cerchi, la cui equazione si deve scrivere, ancora per la (1),

$$r_k^2 = R^2 + \frac{k^2 \lambda^2 q^2}{\alpha^2 R^2}.$$

Questa equazione, scritta sotto la forma normale

$$(3) \quad \frac{r_k^2}{R^2} - \frac{q^2}{\frac{\alpha^2 R^4}{k^2 \lambda^2}} = 1$$

ci dice immediatamente che questi anelli sono le sezioni normali di una falda di un iperboloide di rotazione, attorno all'asse del reticolo, col centro di questo come suo centro.

Le sezioni di questo iperboloide coi piani passanti per l'asse delle q sono iperboli la cui equazione, nel loro piano, è la (3), e di cui gli assintoti formano coll'asse delle q l'angolo ψ per cui

$$(4) \quad \operatorname{tg} \psi = k\lambda / \alpha R.$$

Se consideriamo la (3) come l'equazione di una famiglia di iperbole, ottenute variando R come parametro, ed eliminiamo questo fra la (3) stessa e l'equazione che se ne ottiene derivandola rispetto a R , si ottiene precisamente la (2)

$$r_k^2 = 2k\lambda q / \alpha.$$

Cioè il paraboloide costituito dagli anelli del secondo caso è da considerarsi come l'inviluppo degli iperboloidi relativi al III° caso, quando si fa crescere il raggio R del reticolo.

Le verifiche sperimentali si sono eseguite con alcuni reticoli radiali di $\alpha = 2\pi/128 = 491.10^{-4}$, ottenuti fotografando mediante un ottimo obbiettivo Protar Zeiss ($f = 30$ cm.) la figura stessa pubblicata nella Nota di A. BOUTARIC e V. F. DEMORA sul *Journal de Physique*. Particolarmente utile ci è stata una riproduzione su gelatina bieromatata (reticolo a fase invertita) eseguita sopra una lastra di vetro a faccie piane e parallele otticamente corretta; condizione essenziale per eseguire misure attendibili, perchè se il supporto del reticolo è cattivo, le interferenze e gli anelli appaiono contorti e deformati.

Per ottenere distinta il più possibile la parte centrale del reticolo abbiamo impicciolito circa 6 volte l'originale.

La sorgente luminosa era il forellino di uscita di un monocromatore Hilger; illuminato con una lampada pointolite; dato il suo

piccolo diametro (0,023 cm.) si otteneva una luce assai omogenea. La lente collimatrice aveva 50 cm. di distanza focale.

Le prime prove furono fatte disponendo davanti al reticolo una fenditura di larghezza variabile, in modo da illuminarne una tenue striscioline; e in queste condizioni appaiono evidentissime le iperboli diffratte dagli elementi di reticolo. Una misura anche grossolana permette di decidere che trattasi di spettri di diffrazione obbedienti alla legge già riportata e non di frangie di diffrazione; infatti è ben noto che i primi hanno i massimi dove le seconde hanno i minimi d'intensità.

Altra prova molto utile per l'interpretazione del fenomeno consiste nel diaframmare il reticolo in modo da lasciarne libera una piccola corona circolare; davanti a questa si pone ancora la fenditura come prima, diametralmente. Si isola così quell'elemento di reticolo che ci ha servito come punto di partenza nei calcoli, e si vedono realmente anche le piccole onde diffratte.

Spostando la fenditura in un piano parallelo al reticolo, o anche allargandola, sia col diaframma interno, sia senza, risulta evidentissimo che gli anelli sono dovuti all'involuppo delle iperboli diffratte.

Abbiamo poi misurato i raggi r degli anelli a varie distanze q e per diversi valori di R . In una prima Tabella riportiamo i valori sia trovati (O) sperimentalmente, sia calcolati (C) mediante la formula (3), per $R = 0,145$, $\lambda = 600.10^{-7}$, $k = 1$, (essendo visibile solo il primo anello).

q (cm.)	$r_1(C)$	$r_1(O)$	$O - C$
9	0.164	0.150	- 0.014
10.5	170	170	0
13	182	180	- 2
15	193	190	- 3
17.5	207	200	- 7
20	222	220	- 2
22.5	239	235	- 4
25	256	250	- 6
27.5	273	275	+ 2
30	291	290	- 1
32.5	310	310	0
35	329	330	+ 1
37.5	348	350	+ 2
40	367	370	+ 3
50	445	450	+ 5
60	527	525	- 2
70	608	600	- 8
80	0.690	0.690	0.000

Gli scarti ($O-C$) sono inferiori, tranne il primo, agli errori di osservazione, perchè come appare dalla colonna $r_1(O)$, le misure si arrestavano praticamente a 0,1 mm. Per cui l'accordo si può dire completo, anche tenuto conto che per la prima misura già si cominciavano a realizzare le condizioni del II° caso della teoria.

L'accordo si è mantenuto in questi limiti anche per tutte le altre misure. Senza riportare troppe tabelle, ci limiteremo alle misure per $R = 0,5$ cm., $\lambda = 625.10^{-7}$ cm., e per $k = 1$; cioè per il primo anello. Essendosi ora nelle condizioni del II° caso, vale la formula (2) $r_1^2 = 2\lambda q/\alpha$.

q	$r_1(C)$	$r_1(O)$	$O - C$
20	0.225	0.230	+ 0.005
25	252	260	+ 8
30	276	280	+ 4
35	298	300	+ 2
40	319	320	+ 1
45	339	340	+ 1
50	357	360	+ 3
60	390	400	+ 10
70	421	425	+ 4
80	451	455	+ 4
90	478	485	+ 7
100	504	510	+ 6
110	529	535	+ 6
ecc.	ecc.	ecc.	ecc.

Gli scarti non solo sono inferiori agli errori di osservazione, ma hanno anche tutti lo stesso segno, il che probabilmente è dovuto a un piccolo errore nella misura della lunghezza d'onda, l'unica costante che compare nella formula. L'accordo perciò può dirsi completo.

In queste condizioni sperimentali si arrivavano a distinguere fino a quattro anelli; per il primo, come si è visto va benissimo la formula (2); per il terzo e il quarto serve la (3); il secondo è in accordo parte colla (2) e parte colla (3).

Del resto anche un semplice sguardo alle cifre dell'ultima tabella fa vedere che i primi valori coincidono (tenuto conto della piccola variazione di λ) con quelli della prima tabella, mentre gli altri se ne discostano assai rapidamente, dimostrando appunto come al crescere di q concorrano alla formazione del primo anello zone sempre più periferiche del reticolo.

Rimane ancora da precisare il passaggio dal caso II° al caso III°; perchè dalle misure riportate per il primo anello con $R = 0,5$, mentre risulta un ottimo accordo coi valori calcolati mediante la (2), non si nota nessuna deviazione che tenda a chiamare in causa la (3). È anche vero che abbiamo riportato solo i valori fino a $q = 110$ cm., ma l'accordo rimane negli stessi limiti anche per valori di q fino a 200 cm., dopo di che l'anello diventa un po' diffuso e debolissimo, tanto da rendere le misure incerte e insufficienti.

La quistione però può essere risolta con un procedimento indiretto. Secondo la teoria della formazione delle immagini negli strumenti ottici, condizione necessaria e sufficiente perchè con un obbiettivo si veda un reticolo radiale è che almeno il primo anello, anche in parte, entri nell'obbiettivo stesso. Se questo è *centrato*, in quanto il suo asse coincide con quello del reticolo, perchè si comincino a vedere i primi dettagli dell'orlo, il raggio ρ dell'obbiettivo deve essere uguale al raggio r_1 dell'anello. Così con questo metodo si possono eseguire le misure anche a distanza di parecchi metri dal reticolo, con una discreta precisione.

D'altra parte è una ben nota legge dell'ottica che con un obbiettivo di raggio ρ in luce diffusa si possono risolvere dettagli di larghezza angolare non superiore a $\lambda/2\rho$, e che questo valore si limita a λ/ρ quando l'illuminazione è strettamente centrale. Nel caso di un reticolo radiale di periodo angolare α e di raggio R , i dettagli all'orlo hanno un periodo lineare αR , che dalla distanza q è visto sotto l'angolo $\alpha R/q$. Uguagliando le due espressioni dell'angolo minimo risolubile per illuminazione centrale e dell'angolo esistente,

$$\alpha R/q = \lambda/\rho,$$

si arriva all'espressione

$$(5) \quad \rho/q = \lambda/\alpha R, \quad \rho = \lambda q/\alpha R,$$

ossia ρ deve essere una funzione lineare di q .

Se, invece, la legge espressa dalla (2) valesse indefinitamente, ρ , dovendo essere uguale a r_1 , sarebbe espresso da

$$(6) \quad \rho_1^2 = 2\lambda q/\alpha$$

e si arriverebbe a risolvere angoli molto inferiori al limite di risoluzione fin ora riconosciuto per ogni obbiettivo, perchè

$$(7) \quad \rho/q = \sqrt{2\lambda/\alpha q}$$

cioè il potere risolutivo sarebbe funzione della distanza q .

Confrontando la (7) colle (5), si vede subito che ρ/q assume lo stesso valore per entrambi quando q assume il valore $q' = 2\pi R^2/\lambda$, ossia quando $\rho = 2R$, mentre per $q < q'$ la (7) dà una risoluzione inferiore a quella della (5), e superiore viceversa per $q > q'$.

Confrontando invece la seconda delle (5) colla (4), si trova che sono identiche, purchè si ponga $k = 1$. Dunque se confondiamo le iperbole cogli assintoti, la legge espressa dalla (3) e dalla (4) è in perfetto accordo colla legge della risoluzione, mentre la (2) è in aperto contrasto per valori di q superiori a q' . Dunque, secondo la teoria, il passaggio dal III° caso al II° dovrebbe aver luogo per $q = q'$. Se questo non fosse, si avrebbe una prima eccezione alla legge generale della risoluzione ottica.

Il risultato delle prove è stato in completo accordo colle vedute teoriche. Senza riportare troppi dati numerici, ci limiteremo a quelli per $R = 0,45$ cm., e $\lambda = 625.10^{-7}$ cm., ancora con $\alpha = 491.10^{-4}$; q' allora sarebbe 318 cm. Orbene, per valori di q compresi fra 350 e 800 cm., il rapporto tra il raggio ρ dell'obbiettivo necessario per distinguere i tratti all'orlo del reticolo, e la distanza q è rimasto costante e diverso dai valori calcolati mediante la prima delle (5) solo per quantità inferiori agli errori di osservazione. Per q inferiore a 250 cm., invece l'accordo è stato completo coi valori dati dalla (6).

Per q compreso fra 250 e 350 cm., le misure non erano in grado di decidere quale delle due formule fosse quella buona; ma trattandosi di valori molto poco diversi tra loro, è naturale che il passaggio dall'una all'altra formula non sia netto nè facilmente individuabile. Però dato il completo accordo di tutte le altre misure, anche quella di q' si può ritenere confermata.

Le osservazioni vennero eseguite mediante l'obbiettivo Protar Zeiss già citato, che, essendo munito di un ottimo diaframma a iride graduato in mm., permetteva una misura rapida di ρ a meno di mezzo mm. Inoltre il diaframma si poteva ridurre a soli 3 mm. di diametro e questo rendeva facilissimo il centrare l'obbiettivo con notevole accuratezza.

La quale d'altra parte era necessaria; infatti bastava spostare lateralmente l'obbiettivo anche di una piccola frazione di ρ , perchè già si formasse l'immagine di alcune parti del reticolo radiale, anche mentre, coll'obbiettivo centrato, il campo appariva perfettamente uniforme.

Cercando poi qual'era il minimo valore di ρ per cui si percepivano gli ultimi dettagli con obbiettivo scentrato, si è trovato con una discreta approssimazione esser la metà di quello necessario col-

l'obbiettivo centrato. Ed anche questo torna a confermare la teoria della formazione delle immagini.

Illuminando il reticolo radiale in luce monocromatica diffusa, si è trovato, come era prevedibile, che per la percezione degli ultimi tratti all'orlo è necessario un raggio ρ di obbiettivo come quando questo era scontrato.

In ogni caso è molto notevole come i reticoli radiali si prestino alla dimostrazione delle leggi fondamentali sul potere risolutivo degli strumenti ottici.

Termineremo con una rapida critica dei lavori di A. BOUTARIC e V. F. DEMORA. Tra i vari casi che gli A. distinguono nella loro Nota sul *Journal de Physique*, il primo (a), per un errore di calcolo algebrico porta a dei risultati evidentemente assurdi: infatti delle iperbole, il cui vertice dista cm. 0,74 dal centro, non possono, comunque intersecandosi, dar luogo a un cerchio di cm. 0,11 di raggio. A calcoli rifatti risulta invero cm. 2,36.

Il caso (b) porta a dei risultati, solo apparentemente in accordo coll'esperienza; infatti, tenendo conto che il raggio del cerchio cercato è espresso da $r^2 = \sqrt{x^2 + y^2}$, e che, coll'approssimazione adottata, si ha $y = x(1 - \beta)$, è $r = 0,75$ cm., invece dei 0,55 osservati.

I casi successivi differiscono dai precedenti per potenze di β trascurate fin dall'inizio dei calcoli.

Ma, a parte i calcoli, gli A. enunciano come generale una legge che, come abbiamo dimostrato, vale solo nel II° caso; e non hanno tenuto conto nella loro interpretazione di un elemento essenziale quale il raggio R del reticolo radiale, nè delle contraddizioni fra i loro risultati e una delle leggi fondamentali dell'ottica.

Dal R. Istituto di Fisica della R. Università.
Firenze-Arcetri, settembre 1926.

AUGUSTO RIGHI DI FRONTE AL CONCETTO DELLE AZIONI A DISTANZA

Nota di SILVIO MAGRINI ⁽¹⁾

« Quello che esperienza e senso ci dimostra si deve anteporre ad ogni discorso ancorchè ne paresse assai fondato ». Questo asserto aristotelico-galileiano, Augusto Righi volle scritto in questa grande aula della sua scuola di fisica.

Come potè il Righi accordare quest'asserto coll'ipotesi delle azioni a distanza, ancora imperante quando egli iniziò il suo cinquantennio di lavoro? Quale valore diede a quell'ipotesi e come l'affrontò? Per rispondere, in quanto mi sarà possibile alla domanda, innanzi tutto è necessario esaminare il campo in cui Augusto Righi doveva lottare.

Il concetto delle azioni a distanza posto da Newton a base della teoria della gravitazione, era dal Newton stesso ritenuto illogico: si hanno di ciò documenti. Poteva venire accettato solo in quanto gli si desse il valore che le ipotesi scientifiche realmente hanno, di un mezzo cioè di interpretazione dei fenomeni naturali, ma non dell'interpretazione stessa.

Quel concetto e la teoria che da essa deriva, con Coulomb, Laplace, Poisson..... parvero trovare la migliore conferma nei fenomeni astronomici, elettrici, magnetici, elastici. Quando poi due nuove reclute, l'elettrodinamica colla formula di Ampère e l'elettromagnetismo con quella di Laplace, si lasciarono inquadrare nella teorica newtoniana, i seguaci di Newton finirono col dare valore di evidenza a ciò che era per Newton solo una comoda ipotesi. Fu d'allora in poi sforzo, non dei grandi, ma dei sommi del passato secolo, ed ancora oggi per la gravitazione, liberare le varie parti della scienza fisica da quell'assurda ipotesi: che cioè una entità fisica possa agire a distanza su un'altra attraverso ad uno spazio vuoto o senza un intermediario.

⁽¹⁾ Comunicazione al Congresso di Bologna della Società per il Progresso delle Scienze, 4 novembre 1926.

L'ottica e la termologia, per la difficoltà di trovare alcunchè di corrispondente alla massa materiale, si erano presto liberate dalla teorica newtoniana.

Fu specialmente intorno alla elettrostatica ed al magnetismo che si appuntarono gli sforzi dei fisici; crollata infatti che fosse stata, per essi, la teoria delle azioni a distanza non si sarebbe più potuta sostenere, nè per l'elettrodinamica, nè per l'elettromagnetismo.

Nell'elettrostatica, primo Cavendish mette in evidenza l'importanza del mezzo così da dover modificare la legge newtoniana, espressa nella formula di Coulomb, con una costante variante col mezzo. Dell'azione del mezzo interposto Faraday vuole darsi una spiegazione razionale e concepisce gli astratti tubi di forza. Clausius e Mossotti li concretizzano nella polarizzazione di tanti piccoli conduttori costituenti il dielettrico; Matteucci cerca di mostrarne sperimentalmente l'esistenza; ma quei piccoli conduttori sono pur sempre distanziati fra loro, ed agiscono a distanza. Analogo comportamento si ammette pel magnetismo nei corpi magnetici, almeno in un correlativo puramente teorico. Maxwell, nel 1873, pubblica il suo trattato di elettricità e magnetismo dando la trattazione matematica dei concetti di Faraday, elimina l'azione a distanza nei dielettrici ammettendo che la polarizzazione consista in deformazioni continue dell'etere insito nei corpi e dà pure la trattazione analoga del magnetismo introducendo nelle formule la permeabilità magnetica; con questa differenza, che mentre nell'elettrostatica l'azione elettrica si era dovuta trasportare dal conduttore nel coibente, nel magnetismo rimaneva l'azione magnetica nel corpo magnetico dove era sempre stato. Le ipotesi però su cui Maxwell fondava le sue concezioni fertilissime (e la teoria elettromagnetica della luce e la scoperta delle onde Hertziane lo stanno ad attestare) erano pur sempre ipotesi ed esigevano dirette e semplici conferme.

In quel torno di tempo vediamo sorgere il Righi, giovane, ma già pronto all'agone. Egli leggeva i classici della fisica per dare giusto valore, e non valore dogmatico, alle teorie acquisite dalla scienza e per trarre dalla esperienza altrui o dall'altrui errore, maggior profitto per la propria ricerca. Comprendendo l'azione a distanza della classica teoria newtoniana come illogica sebbene generalmente imperante, si schierò dalla parte di coloro che ricercavano una diversa espressione fisica, ed egli la ricercò secondo il proprio temperamento scientifico nell'esame strettamente sperimentale seppure guidato dalla teoria.

Augusto Righi poco più che ventenne, dal Dicembre 1871 al Novembre 1873 Assistente di Fisica nella R. U. di Bologna, vide gli

studi di chi allora occupava la Cattedra: Emilio Villari. Nel 1871-72 questi si occupava « della composizione ottica dei movimenti vibratorii in due o più coristi oscillanti in piani paralleli ed ortogonali ». Nel 1873 Righi, che già si occupava di quell'argomento, rese più generale e profondo quello studio colla composizione di tre moti ortogonali vibratorii ⁽¹⁾. Queste indagini dovevano poi servirgli per le sue ricerche sulle onde luminose ed elettriche; ricerche che dovevano dare la conferma sperimentale della teoria elettro-magnetica della luce. Ma già un anno prima, nel Maggio 1872, aveva pubblicato il suo primo lavoro sull'Elettrometro ad induzione, in cui esaminando il comportamento di una successione di piccoli conduttori (quali secondo l'ipotesi di Clausius-Mossotti-Matteucci costituiscono il coibente), ragionando su ciò che egli concepiva dover succedere nel coibente d'una macchina elettrica a semplice influenza, ne costruisce un sensibile strumento di misura.

Altra memoria, nel 1873, egli pubblicava su alcune questioni di elettrostatica, riferentisi sempre alla costituzione del coibente, sia questo la stacciata dell'elettroforo del Volta, o il coibente d'un condensatore.

Differivano le sue dalle conclusioni del prof. Cantoni. Questi pubblicò un lavoro critico e ne nacque una discussione serrata con una controp replica di Righi, nove giorni dopo, dove si trovavano ancor meglio precisate le sue idee: « i fenomeni di influenza sui corpi coibenti si spiegano ammettendo che l'elettricità possa distribuirsi liberamente in ciascuna molecola ma non possa dall'una all'altra trasmettersi, e ciò sino ad un limite di carica variabile secondo il grado di coibenza; tutto ciò appunto come se invece di un coibente si avesse un sistema di conduttori fra loro isolati. Un coibente influenzato è dunque polarizzato, ma ogni traccia di polarizzazione sparisce al cessare dell'azione inducente (beninteso sempre purchè non si oltrepassi quel certo limite) ».

In queste parole noi vediamo accennato quello che sarà il lungo diuturno poderoso lavoro di Righi sulle cariche dei coibenti, sui po-

(1) È da notarsi che nella nota del Villari (« Nuovo Cimento », 1872, p. 154) si legge: « con questo metodo si potrebbero ottenere delle curve anche più complicate adoperando tre coristi.... Però queste ricerche non ho intraprese per la difficoltà sperimentale che presentano e per l'importanza forse troppo piccola dei risultati che si sarebbero potuti ottenere ».

È altresì da notarsi che le tavole accluse nel lavoro del Villari furono eseguite dal Righi come è mostrato da un piccolo « A. Righi dis° ».

L'assistente faceva ciò che il maestro non aveva voluto o potuto fare.

tenziali di scarica e sulle scariche stesse. L'azione a distanza nei fenomeni elettrici, doveva a grado a grado per le sue esperienze cedere terreno alla convezione elettrica, alla polarizzazione, alla ionizzazione.

Altro argomento di cui era necessario conoscere tutta la portata era quello dell'elettricità di contatto (qui almeno non vi erano azioni a distanza) ed ecco le ricerche delicatissime del Righi sul principio di Volta e sulla pila, nelle quali ardisce dichiararsi oppositore del De La Rive. Nel 1875 studia le pile a liquido quasi isolante, studio che collegava fra loro i due argomenti dei coibenti e del contatto.

Fenomeni di altra natura pare distruggano per qualche tempo in altra direzione la continua attività del Righi. Nel 1879 però lo vediamo cercare conferma sperimentale delle ipotesi di Faraday e del Maxwell: la dilatazione dei coibenti armati (elettrostrizione) e poco dopo correlativamente le esperienze pure affermative di magnetostirizione, e poi le ricerche negative sull'allungamento di un filo conduttore percorso da corrente. Esperienze queste che, se pure anche dimostrabili colla teoria delle azioni a distanza, erano però miglior dimostrazione per le teorie che le escludevano.

Dall'analogia fra elettrostrizione e magnetostirizione il Righi non si lasciò però traviare, come molti di allora, per spingere il parallelismo fra elettricità e magnetismo fino all'assurdo, come coloro che ricercavano le correnti magnetiche, ma richiamandosi alle varie ipotesi di Ampère e alla determinazione un po' più precisa data dal Weber, egli si rivolge a ricercare l'intima essenza del fenomeno magnetico.

Certo assai più complicato che il comportamento dei coibenti nello stato di elettrizzazione, era quello del magnete nello stato di magnetizzazione. Le due polarità magnetiche, come sorelle siamesi, mai potevano dividersi, come mai possono dividersi i comportamenti opposti presentati dalle due faccie d'un solenoide elettrodinamico, ma poichè l'esperienza della calamita spezzata mostrava la polarità delle particelle elementari costitutive, in queste si potevano concepire correnti elementari (ipotesi di Ampère), fossero quelle particelle gruppi cristallini, molecole come si pensava allora od atomi. Ma quando si trattava di dare una qualche plausibile spiegazione di quelle correnti elementari, della loro essenza e della loro preesistenza, si brancolava nel buio, come pure si era, e si è in gran parte ancora, nell'ignoranza completa del perchè questi circuiti elementari una volta che siano orientati in certi corpi dotati di una cosiddetta forza coercitiva (che trattiene) vengano trattenuti nella nuova posizione. Poichè d'altra parte si sapeva che la corrente elettrica è causata da elettricità che corre determinando azioni magnetiche (Row-

land 1876), così pure nei circuiti elementari amperiani determinanti lo stato magnetico si potevano concepire cariche elettriche elementari in movimento (ipotesi di Weber). Ma Weber, che il Righi, sempre parsimonioso nelle lodi, in un lavoro molto posteriore, chiama « insigne fisico e matematico », non si era però limitato a concepire cariche elettriche rotanti in circuiti elettrici elementari in modo da determinare degli elementi magnetici, ma se ne era servito anche per dimostrare il diamagnetismo come effetto di correnti indotte temporanee.

Il Righi volendo procedere sicuramente per via sperimentale doveva prima dimostrare l'esistenza di questi corpuscoli elettrici, la loro possibilità di movimento nella materia, di rotazione in circuiti elementari, localizzare questi circuiti, dimostrare la loro preesistenza nel caso del magnete.

Il Villari che molto si era occupato, specie dal 1864 al 1870, dei fenomeni magnetici, aveva sostenuto l'ipotesi di Weber « di un movimento molecolare nei fenomeni magnetici contro l'idea di un movimento dei cosiddetti fluidi magnetici ». Righi si schierò con lui dissentendo però poi, per alcune conseguenze. L'ipotesi del Weber era già confermata da qualche fatto sperimentale: accettandola si riconducevano i fenomeni magnetici a fenomeni elettrici, e cadeva tutta la struttura fittizia della concezione di masse magnetiche agenti a distanza. Il Righi dimostra l'inerzia dei magneti elementari e ciò lo porta non solo alla dimostrazione di quei casi apparentemente paradossali di polarità inversa nell'acciaio alla quale era arrivato quasi contemporaneamente per meno logica via il Waltenhofen, ma scopre l'isteresi magnetica alla quale pure in quell'epoca era giunto l'Ewing partendo da concetti termodinamici. Righi nel 1880 espone in un poderoso lavoro le conclusioni a cui era giunto nello studio del magnetismo a conferma dell'ipotesi di Weber a cui aggiungeva l'ipotesi dell'attrito molecolare « senza la pretesa di costruire una teoria completa ».

Anche dopo tutto ciò, l'ipotesi del Weber rimaneva nella sua prima parte insoluta, bisognava dimostrare: o che nelle particelle costitutive dei corpi magnetici vi sono cariche elettriche che col loro moto determinano circuiti elettrici persistenti e quindi azioni magnetiche, o che reciprocamente si possono ottenere azioni magnetiche provocando rotazioni di cariche elettriche in orbite di dimensioni atomiche, secondo le idee di allora molecolari. La scienza non era ancora in grado di far ciò, la prova si ebbe solo col fenomeno di Zeeman a cui il Righi portò la sua attenzione e un forte

contributo intorno al 1898; il fenomeno reciproco l'ottenne il Righi stesso nel 1908 coi « Raggi magnetici ».

Ma ancora intorno al 1880, epoca in cui il Betti pubblicava la « Teorica delle forze newtoniane » le concezioni della fisica, quello che il senso e l'esperienza ci dimostrano, erano vincolate dal ragionamento ancorchè molto fondato del sillogismo matematico. Per dimostrare sperimentalmente la veridicità dell'ipotesi del Weber si trattava pel Righi di dimostrare, innanzi tutto, nel modo più chiaro, l'esistenza di cariche elettriche senza supporto materiale, libere di muoversi sotto azione di una forza. Si conoscevano già cariche in moto ma con supporto materiale, gli ioni, nei fenomeni della pila e del voltmetro dove il fenomeno elettrico si determina apparentemente solo sugli elettrodi, ed il liquido interposto sembrerebbe non prendere parte al fenomeno, così da poterlo paragonare nel suo comportamento al coibente di un condensatore.

Nel 1876 il Crookes aveva ideato il radiometro e Righi se n'era subito occupato dimostrandone la causa puramente materiale, mettendo in evidenza il movimento di reazione del recipiente. Quando poi lo stesso Crookes nel 1880 colle ombre provocate nei suoi tubi a vuoto lanciò l'ipotesi della materia radiante, questo concetto sembrava troppo ardito per la maggioranza dei fisici, non così pel Righi poichè quel concetto era pure il suo.

Ma per la dimostrazione le « molecole elettrizzate » bisognava trarle fuori dal tubo di Crookes in cui male si sperimentava e il Righi colle sue ombre elettriche alla pressione ordinaria mostrò la convezione elettrica nel più semplice dispositivo sperimentale.

Cercò d'allora in poi di sottoporre all'esperienza, nelle condizioni più svariate, quei corpuscoli elettrici (la parola « elettrone » era ancora relegata nelle oscure memorie dello Stoney). Il risultato di quelle ricerche è disseminato nelle numerosissime pubblicazioni del Righi e tanto le nuove idee si identificano colla sua produzione scientifica che egli stesso nel 1906, a buon diritto, nella memoria: « Di alcune non recenti esperienze considerate dal punto di vista della teoria elettronica » poteva affermare di essere stato un pioniere in quell'ordine di studi. Perchè: « La maggior parte di quelle fra le mie ricerche sperimentali pubblicate dal 1872 in poi, che riguardano fenomeni elettrici, furono a me ispirate da certe idee teoriche sulla natura di tali fenomeni, molto simili a quelle oggi accettate dalla maggior parte dei fisici che condussero alla teoria della ionizzazione e degli elettroni ».

Ma ancora dopo: « Le rotazioni ionomagnetiche » nel 1912 at-

testano a quali mirabili risultati il grande sperimentatore era giunto manovrando quei corpuscoli.

L'opera del Righi è tanto grande e così multiforme, che non già io, ma non credo sia possibile a nessuno, farne un esame sintetico se non riguardandola sotto un aspetto particolare.

Qui soltanto mi sono prefisso di esaminare, come meglio posso e brevemente, la sua figura scientifica di fronte al concetto delle azioni a distanza, e mi sembra si possa asserire:

a) Pel magnetismo, Righi diede valida conferma alle ipotesi di Ampère e di Weber, dimostrandolo un fenomeno elettrico; sopprimendo per ciò ogni fittizia massa magnetica agente a distanza;

b) coll' « Ottica delle oscillazioni elettriche » Righi dimostrò nel modo più evidente, che non a distanza senza intermediario, ma per onde elettriche con un intermediario (per quanto ipotetico), si propaga l'energia elettrica nel vuoto;

c) per le azioni elettriche nei coibenti parve accettare la teoria del Maxwell: « oggi generalmente si ritiene che le forze elettriche abbiano la loro sede nell'etere ed altro non siano che le manifestazioni di forze elastiche nel seno di esse in seguito a speciali deformazioni ». Righi cimentò questa teoria che elimina ogni azione a distanza e sebbene astratta e di sola logica matematica, rispose a tutte le condizioni sperimentali da lui esaminate;

d) la materia radiante di Crookes si precisò nelle mani del Righi ed egli dimostrò che nei gas, dove l'elettricità può muoversi sollecitata che sia da una forza, essa si propaga non con azione a distanza, ma per convezione;

e) Righi avrebbe voluto trovare la prova sperimentale della convezione elettrica non solo nei gas ma anche nei metalli e nel 1918 nei « Fenomeni elettro-atomici sotto l'azione del magnetismo », così si esprime: « la ragione per cui nei metalli non si riesce a constatare quello spostamento dei filetti di corrente, che con tanta facilità si rendono palesi nei gas, consiste forse in ciò che mentre tanto nei gas che nei metalli gli elettroni liberamente obbediscono alla forza deviatrice del magnetismo, può dirsi altrettanto pei ioni nel caso del gas ma non in quello dei metalli », ricerca « per la loro maggiore affinità coi gas la distribuzione della corrente in un elettrilita in un campo magnetico » ed espone nel 1919 una teoria elettronica delle forze ponderomotrici, elettromagnetiche ed elettrodinamiche.

Quindi nei fenomeni elettrici e conseguentemente, nei magnetici più non si può parlare di azione a sostanza, almeno per distanze superiori alle atomiche, perchè della loro inconsistenza si hanno molte prove sperimentali e nuove prove nelle parti ancora discusse come quella degli elettroni nei conduttori, Righi avrebbe procurato, se un anno dopo averne data la teoria, egli non fosse scomparso dal mondo.

Ma se nel campo elettrico egli poteva dirsi trionfatore, un altro campo, la roccaforte delle azioni a distanza richiamava ormai la sua attenzione: la gravitazione. Egli non parla di questo grande problema, solo ci si accinge, verificando le armi con cui poteva affrontarlo: l'esperienza di Michelson sull'influenza del moto della terra sui fenomeni ottici e le basi sperimentali della teoria della relatività. Ma è noto, aveva fatto un progetto di lavoro, la morte non ne permise per lui la realizzazione.

Si suole attribuire al caso, forse più a torto che a ragione, molte scoperte scientifiche, così per Galvani, così per Oersted, così per Roentgen. Ma si affermerebbe cosa certamente contraria al vero se si dicesse che ciò avvenne per le scoperte di Augusto Righi: la sua attività scientifica segue, tranne forse solo poche apparenti diversioni, una trama rigorosamente logica senza arresti, senza pause, ora prepara il materiale, ora costruisce, ora ribadisce e rinforza; non pone una pietra se non sa di porla su basi stabili. Il risultato teorico non ha nessun valore per lui se non è confermato dall'esperienza; della ipotesi, della deduzione logica ancorchè molto fondata, egli se ne serve solo come strumento di lavoro, come la mente e la mano. L'esperienza e la teoria seguono in lui di pari passo: fu forse ciò che diede il maggiore equilibrio alla sua grande opera.

A PROPOSITO DI UNA RECENTE DETERMINAZIONE DELLA MASSA DI VENERE

Nota di MARIANO PIERUCCI

Nel 1925 pubblicai su questo Periodico una breve Nota ⁽¹⁾ nella quale esponevo una regolarità fra i valori del rapporto $\frac{m}{a}$ dei diversi pianeti (m = massa; a = semigrandasse dell'orbita). Orbene, coi nuovi valori delle masse dedotti dalle osservazioni nel 1926 si ha un sensibile miglioramento nell'accordo coi valori richiesti dalla regolarità.

Nel 1926 il FOTHERINGHAM ⁽²⁾ dà una nuova determinazione della massa di Venere. Egli dà il valore (prendendo come unitaria la massa del sole) $\frac{1}{406.358 \pm 723}$; ossia, assumendo come unitaria la massa terrestre secondo NEWCOMB

$$\left(= \frac{\text{massa del sole}}{333.432} \right), \text{ il valore: } 0,82.045 \pm 0,00.145.$$

Secondo il FOTHERINGHAM la massa di Venere è compresa dunque fra i valori: **0,8190** e **0,8219**. Il valore richiesto dalla regolarità (v. mia Nota) è **0,8196**; è dunque un numero compreso proprio fra i due valori estremi assegnati dal FOTHERINGHAM alla massa di Venere.

Pure nel 1926 EICHELBERGER e NEWTON ⁽³⁾ danno per la massa di Nettuno i due valori: $\frac{1}{19.176}$ e $\frac{1}{19.655}$; il primo tratto da osservazioni oculari, il secondo da osservazioni fotografiche; questi valori, espressi al solito per la massa terrestre secondo NEWCOMB, divengono rispettivamente: **17,38** e **16,97**. Il valore richiesto dalla regolarità

⁽¹⁾ « Il Nuovo Cimento », 1925, p. 325.

⁽²⁾ R. Astr. Soc. Mont. Not., 1926, pp. 296-300.

⁽³⁾ R. Astr. Soc. Mont. Not., 1926, pp. 276-294.

è (v. mia Nota): **17,06**; se dunque si dà un peso maggiore al numero ricavato dalle osservazioni fotografiche, che non all'altro, se cioè, pur senza escludere il valore **17,38**, si dà un peso maggiore al valore **16,97**, si vede che l'accordo col valore richiesto dalla regolarità è molto buono (Il valore che qualche anno fa EICHELBERG e NEWTON ricavarono dalle osservazioni fotografiche — e che è riferito nella mia citata nota — era: **16,94**).

Debbo inoltre fare alcune lievi modificazioni ed aggiunte ai dati sperimentali riferiti nella mia precedente Nota.

Per Saturno deve esservi un errore di stampa nella parte da cui avevo tratto i valori. Difatti, per quanto ho potuto trovare scorrendo la bibliografia sull'argomento, il più recente fra i valori dati da A.

HALL (Mont. Not. 1883) è: $\frac{1}{3482,2}$ (massa solare = 1); il valore di

H. STRUVE (Astr. Nachr. 1885) è: $\frac{1}{3492,7}$; vi è poi un terzo valore dato

da BROWN (Astr. Journ. 1896): $\frac{1}{3491,7}$. (Mancano, che io mi sappia,

determinazioni recenti). La media di questi tre valori è: $\frac{1}{3488,9}$.

Osservando ora che la massa di Titano è circa $\frac{1}{4000}$ di quella del pia-

netta (VOLTJER, K. Akad., Amsterdam, 1921), e che la massa di Iperiane

è (NEWCOMB, Mont. Not. 1885) circa $\frac{1}{12.500}$ — si ha per la massa del

sistema circa $\frac{1}{3487,8}$ (massa solare = 1), ossia **95,60**, prendendo

come unitaria la massa della terra secondo NEWCOMB.

V'è poi da fare una piccolissima correzione al valore del semigran-

dasse; e precisamente: **9,539** U. A. (J. JACKSON, Mont. Not., dic. 1923,

pag. 75) invece di **9,555**. Con che si ottiene per il rapporto $\frac{m}{a}$ il resul-

tato: **10,022**; alquanto diverso, dunque, dal valore teorico (**10,198**),

ma ancora non molto lontano.

Per Mercurio va fatto invece un ritocco che porta un sensibile miglioramento. Se infatti si assume per la sua massa il valore dato nelle Tabelle di NEWCOMB, ma scritto con quattro cifre significative

invece che con due, se si assume cioè il valore **0,05557** ($= \frac{333.432}{6.000.000}$)

invece di quello: **0,056**, si ottiene una minor divergenza del valore teorico **0,05483**.

Dò una tabellina con i nuovi valori. Alcuni dei vecchi sono leggermente diversi da quelli riferiti nella 1^a Nota, perchè ho ora tenuto conto di un maggior numero di decimali. Qualche piccolo ritocco fatto non ha bisogno di chiarimenti. Solo accenno che per il semi-grandasse dell'orbita di Giove ho assunto il valore di 5,2030 (JACKSON, Mont. Not., dic. 1913, p. 75) in luogo di quello (del resto vicinissimo) 5,2026.

Ho poi segnato in grassetto il recentissimo valore della massa di Venere dato dal FOTHERINGHAM (nonchè i due valori estremi, pure da lui assegnati) e quello fotografico, pure recentissimo, di EICHELBERGEN e NEWTON, per la massa di Nettuno.

	$\frac{m}{a}$ calcolati	$\frac{m}{a}$ ricavati dalle osservazioni
Mercurio .	0,14.162	0,14.355 ⁽¹⁾
Venere . . .	1,13.304	1,12.982 ⁽²⁾
		1,18.427 ⁽³⁾ $\left\{ \begin{array}{l} 1,18.226 \text{ } ^{(3)} \\ 1,18.627 \text{ } ^{(3)} \end{array} \right.$
Terra . . .	1,01.973	1,01.541 ⁽⁴⁾
Marte . . .	0,07.081	0,07.075 ⁽⁵⁾
		0,07.082 ⁽⁶⁾
Giove . . .	61,18.4	61,18.4 ⁽⁷⁾
Saturno . .	10,19.7	10,022 ⁽⁸⁾
Urano . . .	0,75.536	0,74.463 ⁽⁹⁾
		0,75.865 ⁽¹⁰⁾
Nettuno . .	0,56.652	0,57.737 ⁽¹¹⁾
		0,56.856 ⁽¹²⁾

Pisa, Istituto di Fisica della R. Università.

⁽¹⁾ Assumendo per la massa il valore delle Tabelle di NEWCOMB: $\frac{1}{6.000.000}$.

⁽²⁾ Assumendo per la massa il valore delle Tabelle di NEWCOMB: $\frac{1}{408.000}$.

⁽³⁾ Assumendo per la massa il valore di FOTHERINGHAM 1926 (v. sopra): $\frac{1}{406.358 \pm 723}$.

⁽⁴⁾ Assumendo per la massa il valore di NOTEBOOM 1921 (Astr. Nachr.): $\frac{1}{328.373}$.

(⁵) Assumendo per la massa il valore delle Tabelle di NEWCOMB: $\frac{1}{3.093.500}$.

(⁶) Assumendo per la massa il valore di H. STRUVE 1899 (Bull. Astr.):
 $\frac{1}{3.090.103}$.

(⁷) Assumendo per la massa il valore del DE SITTER 1908 (Proc. Ak. Amst.):
 $\frac{1}{1047,40}$.

(⁸) Assumendo per la massa la media dei tre valori di HALL (1883), STRUVE (1885), BROWN (1896) (v. sopra).

(⁹) Assumendo per la massa il valore di BERGSTRAND 1910 (Ark. f. Mat. Ast. och. Fysik Stokholm): $\frac{1}{23.300}$.

(¹⁰) Assumendo per la massa il valore delle Tabelle di NEWCOMB: $\frac{1}{22.869}$.

(¹¹) Assumendo per la massa il valore oculare di EICHELBERGER e NEWTON, 1926 (v. sopra).

(¹²) Assumendo per la massa il valore fotografico di EICHELBERGER e NEWTON, 1926 (v. sopra).

AZIONE DEI RAGGI X SULLA CRISTALLIZZAZIONE DELL'ANTIMONIO

Nota della Dott.^a MARIA CAMPA

Oggetto di precedenti ricerche ⁽¹⁾ fu l'azione delle radiazioni del mesotorio, sul coefficiente di Hall nell'antimonio, quando si agisca con esse a metallo fuso e durante il tempo della sua solidificazione. E poichè, data la distanza alla quale veniva situato il campione di mesotorio, si poteva ritenere che solo le radiazioni γ avessero influenza, si volle provare — ed è questo lo scopo della presente ricerca — se agendo con i raggi X, dotati di minore potere penetrante dei γ , si avessero effetti analoghi.

Orbene, l'azione dei raggi X sulla cristallizzazione dell'antimonio è risultata non solo dalla variazione che subisce il coefficiente di Hall ma anche dall'esistenza di una f. e. m. termoelettrica fra Sb e Sb_X ⁽²⁾.

I raggi X vennero forniti da un tubo focus azionato da un rocchetto di Ruhmkorff con interruttore elettrolitico. Nel primario del rocchetto venne inviata una corrente di 6 ampère onde si ebbe, al secondario, una differenza di potenziale di 60 Kilovolts circa, valore ricavato misurando la distanza esplosiva fra due sferette di 2 cm. di diametro.

A detto valore della tensione applicata agli elettrodi del tubo focus corrispondono raggi X di media durezza; e se si tien conto della relazione fondamentale di Planck-Einstein:

$$h\nu = eV$$

si ha:

$$\nu_{max} = 1,46 \times 10^{19}$$

che dà il limite della frequenza massima adoperata.

Il tubo focus veniva messo in azione a metallo fuso e agiva a una distanza di 30 cm. circa da esso per tutto il tempo della sua solidificazione. Analoghe condizioni, salvo l'azione dei raggi X, si

⁽¹⁾ M. CAMPA: *Il fenomeno di Hall nell'antimonio con campi deboli*. «Nuovo Cimento», anno III, n. 4, 1926.

⁽²⁾ Con Sb_X si indica l'antimonio solidificato sotto l'azione dei raggi X.

cercò, nel miglior modo, di ottenere nel preparare gli altri campioni metallici occorrenti per il confronto con i primi.

Furono, paragonati, nei riguardi dell'effetto Hall alla temperatura ambiente, sei dischi solidificati sotto l'azione dei raggi X con altrettanti solidificati nelle identiche condizioni ma senza l'azione di detti raggi e si ebbero, i seguenti risultati:

Spessore cm.	Coeff. di Hall Sb_X	Spessore cm.	Coeff. di Hall Sb
0,235	0,225	(*) 0,269	0,260
0,267	0,218	(*) 0,313	0,260
0,235	0,216	(*) 0,241	0,248
0,266	0,227	(*) 0,179	0,254
0,299	0,219	0,234	0,251
0,247	0,211	0,244	0,241
	v. m.		v. m.
	0,219		0,252

Dalle precedenti tabelle si deduce che, passando dall'antimonio sottoposto all'azione dei raggi X all'antimonio ordinario, si ha un aumento del coefficiente di Hall. Lo stesso avviene per il tellurio ⁽¹⁾ che ha, come l'antimonio, coefficiente positivo, mentre per il bismuto ⁽²⁾ che ha coefficiente di Hall negativo, l'aumento nel valore assoluto passando dal Bi_X al Bi , se si tiene conto del segno, si riduce a una diminuzione. Considerando quindi la questione sotto l'aspetto generale si può parlare di un comportamento uniforme perchè la modificazione prodotta dai raggi X, in ordine all'effetto di rotazione delle linee equipotenziali, può dirsi sempre nel senso di opposizione all'effetto predominante prodotto dal campo. Di più nello studio della f. e. m. termoelettrica fra Sb e Sb_X , risultò una corrente che andava da Sb_X a Sb attraverso la saldatura calda con un comportamento cioè da elettropositivo da parte dell'antimonio non sottoposto all'azione dei raggi X; tale comportamento dell'antimonio è analogo a quello del tellurio ma è di senso contrario a quello del bismuto (vedi note citate). Non si vuole però affermare con questo

(*) I dischi contrassegnati con (*) sono stati paragonati anche con quelli solidificati sotto l'azione delle radiazioni del mesotorio.

(1) E. ADINOLFI: *L'effetto Hall e l'azione dei raggi X sul tellurio*. « Boll. Soc. natur. », vol. XXXVIII (serie II, vol. XVIII), anno XL, 1926. Atti pp. 114-119.

(2) E. ADINOLFI: *L'influenza dei raggi X sulla cristallizzazione del bismuto*. « Rend. R. Acc. Lincei », vol. I, serie VI, 1925.

che le analoghe differenze, notate nello studio della f. e. m. termoelettrica, debbano attribuirsi a quella medesima causa, ancora ignota, che assegna all'antimonio e tellurio un coefficiente di Hall positivo e al bismuto un coefficiente di Hall negativo anche perchè non si sa se gli altri metalli appartenenti alle due classi sopradette abbiano comportamento analogo ma la differenza notata potrebbe esser di guida e spingere a più estese ricerche.

Per lo studio della f. e. m. termoelettrica fra Sb e Sb_x furono costruite sei pinze: quattro a forma di V usando due sbarrette l'una di Sb e l'altra di Sb_x saldate al vertice e portanti, ai due estremi liberi, i fili di rame che conducevano al galvanometro; e le altre due pinze furono fatte con due pezzi identici a forma di rettangolo privo di uno dei lati maggiori. Questi ultimi elementi, di cui uno sottoposto all'azione dei raggi X e l'altro no, erano sovrapposti, saldati insieme all'estremo di una branca e, per evitare ulteriori contatti, separati da una sottile lamina di mica e paraffinati; agli estremi della branca libera poi eran saldati i fili di rame che conducevano al galvanometro. Con le pinze formate in questo secondo modo si raggiungeva lo scopo di avere una maggiore lunghezza dei pezzi metallici adoperati e di potere immergere la saldatura calda, che nelle prime pinze era esposta direttamente alla temperatura ambiente, in un bagno ad olio di vasellina a temperatura costante. Dall'esame delle due specie di pinze non risultò un comportamento differente potendosi con entrambe eseguire le letture alla scala a telaio sufficientemente fermo. La resistenza adoperata in tutto il circuito fu solo quella interna del galvanometro (110 ohm). Nell'eseguire le misure si pose abitualmente nel ghiaccio la saldatura $Sb-Sb_x$ ma si ebbe cura di fare anche delle letture alla scala dopo avere invertito la saldatura calda con la fredda.

I risultati avuti sono riportati nella tabella seguente:

$$t_1 = 0_0$$

Elemento	Div. scala	Temp. t_2	f. e. m. in 10^{-6} volts	Potere termoelettrico
1	102	$17^{\circ} 5$	32,22	$1,8 \times 10^{-6}$
2	137	18°	43,28	$2,4 \times 10^{-6}$
3	101	$17^{\circ} 5$	31,91	$1,8 \times 10^{-6}$
4	121	18°	38,23	$2,1 \times 10^{-6}$
5	102	17°	32,22	$1,9 \times 10^{-6}$
6	132	$18^{\circ} 5$	41,70	$2,2 \times 10^{-6}$
7	10	18°	3,15	$0,17 \times 10^{-6}$
8	8	$18^{\circ} 5$	2,53	$0,13 \times 10^{-6}$

Le pinze di cui ai numeri 7 e 8 furono formate con elementi ottenuti nell'identico modo, sottoposti cioè entrambi all'azione dei raggi X oppur no e precisamente furono gli elementi che costituivano le prime due pinze. Ciò fu fatto allo scopo di mettere bene in rilievo che la f. e. m. misurata negli elementi da 1 a 6 era effettivamente dovuta, in massima parte, alla eterogeneità di Sb e Sb_x . La differenza di comportamento che, in generale, si nota da pinza a pinza, è certamente da attribuirsi a incrudimento casuale e in diversa misura avutosi nella costruzione dei campioni metallici formanti le pinze. Lo stesso può dirsi per i risultati avuti dall'esame del coefficiente di Hall dove si nota una differenza massima di 0,02 circa per dischi solidificati con lo stesso procedimento. È da rilevare però che, sia nello studio dell'effetto Hall, sia nello studio della f. e. m. termoelettrica fra Sb e Sb_x i risultati furono concordanti sempre nei riguardi del senso e abbastanza soddisfacenti anche quantitativamente.

Concludendo: i raggi X , agendo sull'antimonio nel modo innanzi detto, producono una variazione, che è del 15 per cento circa, nel coefficiente di Hall e danno luogo a una corrente termoelettrica $Sb-Sb_x$ cui corrisponde un potere termoelettrico medio di $2,0 \times 10^{-6}$ volts nell'intervallo di temperatura $0^\circ + 18^\circ,5$. Si nota, infine che la variazione del coefficiente di Hall, per effetto dei raggi X , è compresa negli stessi limiti di variabilità (17-13 per cento) avuti per l'effetto delle radiazioni del mesotorio (vedi nota cit. (1)).

Napoli, nov. 1926 - Istituto Fisico della R. Università.

TEORIA DELLA DIFFRAZIONE SVOLTA IN BASE ALLA MECCANICA ONDULATORIA

Nota di G. WATAGHIN

1. - I fenomeni di diffrazione (di FRAUNHOFER), in generale, e la formazione degli spettri dei raggi X in un reticolo cristallino, in particolare, offrono un esempio semplicissimo e nello stesso tempo istruttivo dell'applicazione della meccanica ondulatoria di SCHRÖDINGER. Questo esempio si presta in particolar modo alla discussione della questione, rimasta finora aperta, sulla relazione fra la meccanica ondulatoria e l'ipotesi dei quanti di luce.

Incominciamo col considerare il caso elementare di un reticolo spaziale, che si estende all'infinito in tutte le direzioni. Vedremo in seguito, che anche ⁽¹⁾ la teoria di SCHRÖDINGER permette di passare da questo caso al caso di un reticolo finito affatto qualunque. Il reticolo sia del tipo triclino e siano a_1, a_2, a_3 gli spigoli dei parallelepipedi elementari, che lo compongono. Le coordinate cartesiane degli atomi costituenti il reticolo, che supponiamo tutti eguali e rigidamente connessi fra loro, risultano allora della forma:

$$x = q_1 + k_1 a_1, \quad y = q_2 + k_2 a_2, \quad z = q_3 + k_3 a_3$$

ove k_1, k_2, k_3 sono numeri interi qualunque (oppure zero), e q_1, q_2, q_3 sono le coordinate di uno degli atomi. Limitandoci a considerare esclusivamente le eventuali traslazioni del reticolo, potremo trattarlo come un sistema dotato di soli tre gradi di libertà. Come coordinate lagrangiane del sistema scegliamo le coordinate (q_1, q_2, q_3) di un suo punto. Poniamo l'energia potenziale del reticolo uguale ad una costante (p. e. a zero). L'energia cinetica, nel senso ordinario della parola, è:

$$(1) \quad E = \frac{1}{2} m (\dot{q}_1^2 + \dot{q}_2^2 + \dot{q}_3^2).$$

⁽¹⁾ È noto che un'estensione simile è fattibile nell'ordinaria teoria dei quanti.

Posto con SCHRÖDINGER per lo scalare del campo ψ :

$$(2) \quad \psi = u(q_1, q_2, q_3) e^{2\pi i \frac{Et}{h}}$$

si ottiene per le autofunzioni $u(q_1, q_2, q_3)$ l'equazione fondamentale della meccanica ondulatoria sotto la forma seguente:

$$(3) \quad \Delta u + \frac{8\pi^2 E}{h^2} u = 0$$

ovvero:

$$(3') \quad \frac{\partial^2 u}{\partial q_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial q_2^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial q_3^2} + \frac{8\pi^2}{h^2} Em \cdot u = 0.$$

Come condizione « al contorno », ovvero l'ulteriore condizione a cui è soggetta la u , si presenta nel caso attuale la condizione di periodicità, a cui hanno già ricorso il W. DUANE e A. H. COMPTON nella loro nota teoria ⁽¹⁾:

$$(4) \quad u(q_l + n_l a_l) = u(q_l) \quad \begin{array}{l} l = 1, 2, 3 \\ n_l = \text{numero intero.} \end{array}$$

Infatti, pensando ad un reticolo esteso a tutto lo spazio, si ha, ovviamente, che una traslazione di esso uguale ad un multiplo intero di a_l nella direzione dell'asse (q_l) riconduce questo reticolo nella configurazione fisicamente in tutto equivalente alla iniziale. Siccome il fenomeno di diffrazione dei raggi X nei cristalli si svolge nell'interno del reticolo cristallino, il quale contiene un numero stragrande di atomi, la considerazione precedente può essere applicata, per traslazioni abbastanza piccole, anche ad un cristallo di dimensioni finite, risultando allora trascurabile (almeno in prima approssimazione) l'effetto dei bordi (cfr. § 3).

Gli autovalori (EIGENWERTE) e le autofunzioni della (3) sono noti. Essi si trovano per via affatto elementare ponendo:

$$(5) \quad u = u_1(q_1) \cdot u_2(q_2) \cdot u_3(q_3).$$

Se ne deducono immediatamente per le u_l le equazioni:

$$(5') \quad \frac{d^2 u_l}{dq_l^2} + \frac{8\pi^2}{h^2} m E_l u_l = 0, \quad \begin{array}{l} l = 1, 2, 3 \\ \sum_l E_l = E. \end{array}$$

⁽¹⁾ Proc. Nat. Acad. Sc. Washington 9, p. 159, 1923. Ibid. 9, p. 359, 1923.

Integrando si ha:

$$(6) \quad u_i = C_i \cdot \cos \left(2\pi \frac{\sqrt{2mE_i}}{h} q_i + \vartheta_i \right).$$

La condizione di periodicità (4) dà ora:

$$\frac{\sqrt{2mE_i}}{h} \cdot a_i = n_i = \text{numero intero}$$

con n_i numeri interi; ovvero:

$$p_i = \sqrt{2mE_i} = m q_i = n_i \cdot \frac{h}{a_i}$$

(le costanti C_i della (6) possono essere facilmente determinate col solito procedimento di normalizzazione).

2. - La quantizzazione del reticolo espressa dalle (7) risulta così identica a quella ottenuta da DUANE e da COMPTON con l'aiuto dei postulati di BOHR-SOMMERFELD, e quindi permette di riapplicare il resto della sua teoria al caso attuale. DUANE applica però oltre alla legge della conservazione dell'impulso l'ipotesi dei quanti di luce.

Ora la tendenza spiccata e certo molto pregevole della nuova meccanica ondulatoria è la tendenza di ritornare o almeno di avvicinarsi ai concetti dell'elettrodinamica classica. Quindi sarebbe desiderabile di poter evitare l'introduzione ulteriore dell'ipotesi dei quanti (in particolare della costante h di PLANCK) nella teoria della propagazione delle onde elettromagnetiche. Vedremo invece, che questa introduzione viene suggerita dalla legge della conservazione dell'impulso applicata al processo della diffrazione.

Mettiamoci, a questo scopo, sul punto di vista dell'ordinaria teoria elettromagnetica della luce e consideriamo un'onda piana incidente sul reticolo cristallino, che supponiamo monocromatica e linearmente polarizzata. Ogni singolo atomo del reticolo, colpito da questa radiazione si trova nelle condizioni considerate da SCHRÖDINGER nella sua importante teoria delle perturbazioni ⁽¹⁾. Esso diventa cioè centro di emissione di ordinarie onde sferiche di frequenza ν uguale alla frequenza incidente. La teoria classica della diffrazione conduce allora notoriamente alle tre relazioni di LAUE:

$$(8) \quad \alpha - \alpha_0 = m_1 \frac{\lambda}{a_1}, \quad \beta - \beta_0 = m_2 \frac{\lambda}{a_2}, \quad \gamma - \gamma_0 = m_3 \frac{\lambda}{a_3}.$$

⁽¹⁾ Ann. d. Phys., 81, p. 109, 1926.

Ma da una parte le ricerche sperimentali sulla pressione della luce, e le notissime considerazioni teoriche, inducono ad associare ad ogni treno d'onda elettromagnetico un certo impulso; dall'altra la legge della conservazione dell'impulso, alla pari con quella della conservazione dell'energia, si impone anche nella nuova meccanica ondulatoria. Possiamo quindi applicare questa legge al fenomeno di diffrazione. Sia, allora, ϵ l'energia e ν la frequenza di un treno d'onda diffratto nella direzione (α, β, γ) . Ad esso corrisponde l'energia $\epsilon' = \epsilon$ e la frequenza $\nu' = \nu$ di un treno d'onda incidente, che fa parte della radiazione primaria e si propaga in direzione $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ (come di solito possiamo trascurare l'assorbimento del reticolo). La variazione dell'impulso, che si ha in seguito al cambiamento di direzione della propagazione dell'energia ϵ , ha per componenti:

$$\frac{\epsilon}{c}(\alpha - \alpha_0), \quad \frac{\epsilon}{c}(\beta - \beta_0), \quad \frac{\epsilon}{c}(\gamma - \gamma_0).$$

Applicando a queste ed alle (7) la legge della conservazione dell'impulso si ottengono le relazioni:

$$(9) \quad \alpha - \alpha_0 = \frac{(n_1' - n_1)hc}{a_1\epsilon}$$

ed altre due analoghe.

Il confronto di (9) con (8) dà:

$$(10) \quad \frac{\epsilon}{h\nu} = \frac{n_1' - n_1}{m_1}.$$

Questa relazione induce a porre ϵ uguale ad un multiplo intero di $h\nu$. Si ritrova così, senza artifici speciali, l'ipotesi di EINSTEIN dei quanti di luce.

3. - La trattazione quantistica dei reticoli di dimensioni finite richiede altre considerazioni. Il tentativo, che qui espongo, non ha pretesa di essere del tutto soddisfacente. Esso mi è stato suggerito dal lavoro di P. EPSTEIN e P. EHRENFEST ⁽¹⁾ sul medesimo argomento, in cui questi Autori estendono, con l'aiuto del principio di corrispondenza, la teoria di DUANE e di COMPTON ai reticoli qualunque.

Limitiamoci dapprima al caso dei reticoli lineari, e consideriamo con EPSTEIN ed EHRENFEST un reticolo infinito, per cui la distri-

⁽¹⁾ Proc. Nat. Acad. Sc. Washington 10, p. 133, 1924.

buzione delle cariche elettriche diffrangenti sia data dalla legge sinusoidale:

$$(11) \quad \rho = A \sin \frac{2\pi x}{a}$$

ove $\rho(x)$ è la densità nel punto di ascissa x , e a è il modulo di periodicità per la distribuzione considerata. Il cambiamento di segno della ρ s'interpreta come una diffrazione accompagnata da un cambiamento di fase di π . Gli Autori citati dimostrano, che dal punto di vista dell'elettrodinamica classica, un tale reticolo produce un fenomeno di diffrazione molto semplice. Precisamente la luce diffratta si propaga solo nelle direzioni, che soddisfano alla relazione:

$$(12) \quad \alpha - \alpha_0 = \pm \frac{\lambda}{a}$$

mentre l'intensità in queste direzioni è proporzionale a A^2 . Applicando a questo reticolo i principii della meccanica ondulatoria, si ottengono ovviamente gli stessi risultati che per i reticoli « discontinui »; inoltre si ha: in primo luogo, che nelle (9) e (10) si deve porre $m_1=1$ ed in secondo luogo, che il numero $n_1'-n_1$ dei quanti $h\nu$ (nelle ipotesi fatte: $\epsilon=(n_1'-n_1)h\nu$), diffratti nella direzione α , dev'essere supposto proporzionale ad A^2 (cioè al quadrato del massimo della densità ρ). Ma questa proporzionalità fra il numero dei quanti emessi in una data direzione ed il quadrato dell'ampiezza della luce diffratta calcolata per via classica, è proprio il risultato ottenuto da DE BROGLIE ⁽¹⁾ in base alla meccanica di SCHRÖDINGER. Il ragionamento di DE BROGLIE lo rende plausibile per tutti i fenomeni di interferenza e di diffrazione. Nel caso attuale, questo risultato, il quale EPSTEIN ed EHRENFEST deducevano dal principio di corrispondenza, può essere ottenuto anche come conseguenza diretta delle regole, che SCHRÖDINGER ha stabilito per il calcolo delle intensità di emissione ⁽²⁾.

Un'ipotesi nuova è invece richiesta (almeno per quanto vedo io) per tradurre gli ulteriori risultati di EPSTEIN e di EHRENFEST nel linguaggio della nuova meccanica e per passare dal caso particolare della distribuzione (11) al caso di un reticolo lineare qualunque. Il ragionamento di EPSTEIN e EHRENFEST si riduce in sostanza a quanto segue. Data una distribuzione qualsiasi della den-

⁽¹⁾ C. R. 183, p. 447, 1926.

⁽²⁾ Cfr. p. es. la nota: *Phys. Rev.*, Dic. 1926, f. 6, p. 1049, in cui E. SCHRÖDINGER ha dato l'esposizione più recente delle basi della sua teoria.

sità $\rho(x)$, è sempre possibile rappresentarla con l'integrale di FOURIER:

$$(13) \quad \rho(x) = \int_0^{\infty} A(\omega) \cos 2\pi\omega x d\omega$$

ove

$$(14) \quad A(x) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(t) \cos 2\pi\omega t dt.$$

Possiamo cioè sostituire la distribuzione effettiva di cariche nel reticolo con una sovrapposizione di infiniti reticoli sinusoidali di ampiezza infinitesima $A(\omega)d\omega$ e con il modulo di periodicità $a = \frac{1}{\omega}$.

Introduciamo allora l'ipotesi, che l'effetto risultante dalla diffrazione nel reticolo sia uguale alla somma degli effetti prodotti dai singoli reticoli componenti (principio della sovrapposizione o dell'indipendenza degli effetti prodotti da singole componenti del sistema). Naturalmente questa ipotesi è per il momento solo un'ipotesi di lavoro (che potrebbe però eventualmente elevarsi ad un nuovo principio della meccanica ondulatoria), e vale tanto quanto le conseguenze, che da essa si traggono. Da quanto precede segue allora, che ciascuno dei reticoli elementari:

$$\rho_1(x) = A(\omega) \cos 2\pi\omega x d\omega$$

dà luogo ad una radiazione diffratta nella direzione $\alpha - \alpha_0 = \omega\lambda$ con l'intensità relativa proporzionale a $A^2(\omega)$. Ne risultano immediatamente ⁽¹⁾ le formule classiche per i reticoli lineari finiti ed anche per il « reticolo » formato da due fenditure sole.

Infatti, ammesso p. es., che la densità $\rho(t)$ sia diversa da zero solo nei punti $t = ma$ (ove m è intero), la (14) permette senz'altro di calcolare la funzione $A(\omega)$:

$$A(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{C_c}{a} \sum_{-u}^{+u} \cos 2\pi m\omega a = \frac{2}{\pi} \frac{C_c}{a} \frac{\sin N\pi\omega a}{\sin \pi\omega a}$$

ove $N = 2y + 1$ è il numero totale dei tratti, che formano il reticolo.

⁽¹⁾ V. P. EPSTEIN e P. ENRENFEST, l. c., p. 137.

La direzione α corrispondente a ω è data da:

$$\alpha - \alpha_0 = \omega \lambda = \frac{\lambda}{a}$$

e l'intensità risulta espressa da:

$$A^2 = 4 \frac{C^2 c^2}{\pi^2 a^2} \frac{\text{sen}^2 N \pi a \frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}}{\text{sen}^2 \pi a \frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}}$$

conformemente alla formola classica.

L'estensione di questi risultati al caso dei reticoli spaziali qualunque si riduce ora ad una semplice traduzione delle considerazioni già segnalate da EPSTEIN e EHRENFEST l. c.

DIAMETRI DEGLI ATOMI E DEGLI IONI

Nota di A. FERRARI

INTRODUZIONE

La teoria atomico-molecolare, pur spiegando magnificamente i principali fenomeni chimico-fisici, mancava fino a cinquat'anni fa di una prova diretta dell'esistenza di quelle ultime particelle della materia, atomi e molecole, sulle quali è basata. Gli studi di PERLIN sopra i moti browniani diedero una dimostrazione della realtà di queste particelle. Ma la dimostrazione più evidente e suggestiva dell'esistenza degli atomi, scaturisce dalla geniale intuizione di LAUE. Questo fisico, ammettendo l'ipotesi di BRAVAIS, secondo la quale nei corpi cristallizzati gli atomi sono disposti ai nodi di un reticolo a tre dimensioni, prevede dei fenomeni di diffrazione, allorchè dei raggi a lunghezza d'onda sufficientemente piccola, come quelli di RÖNTGEN, attraversano un cristallo. La disposizione degli atomi nei cristalli secondo l'ipotesi di BRAVAIS porta infatti ad assimilare il cristallo ad un reticolo di FRAUNHOFER, la distanza delle cui fenditure è estremamente piccola (dell'ordine di 10^{-8} cm.), per cui la diffrazione richiede lunghezze d'onda di quest'ordine, quali appunto sono quelle dei raggi X.

Le esperienze di FRIEDRICH e KNIPPING, che confermarono pienamente la previsione geniale di LAUE, diedero così una brillante conferma alla realtà degli atomi.

La disposizione degli atomi nei nodi del reticolo cristallino origina delle serie di piani paralleli, nei quali gli atomi si trovano stratificati.

Queste serie di piani, che corrispondono a possibili facce dei cristalli, si susseguono regolarmente con distanze costanti d , proprie per ciascuna faccia. Qualora un raggio monocromatico (di lunghezza d'onda λ nota) colpisce una data serie di piani di distanza reticolare d sotto un determinato angolo d'incidenza δ (δ , λ e d sono legati dalla relazione $n\lambda = 2d \sin \delta$, dove n è un numero intero), i detti piani riflettono in accordo di fase, per cui otteniamo il rinvio di un

certo numero di fasci corrispondenti ai vari ordini di diffrazione, di cui n è un ordine generico.

Dalla misura degli angoli formati dai fasci rinviati, noi possiamo ricavare gli angoli δ e, essendo λ noto, le varie distanze reticolari d . Si hanno per far questo, metodi alquanto diversi (di LAUE, di BRAGG, delle polveri di DEBYE-SCHERRER e HULL, di SEEMANN).

Note così le distanze reticolari d del cristallo, si può spesso attraverso calcoli, sui quali non posso entrare, individuare la cella elementare e le sue dimensioni.

Si denomina cella elementare, una cella nella quale si dispongono gli atomi di un certo numero di molecole della sostanza e dalla cui ripetizione spaziale nelle tre dimensioni si genera il reticolo cristallino.

È interessante notare che in molti casi, come per es. in $NaCl$, il concetto di molecola scompare, non potendosi individuare quale atomo di sodio si leghi al corrispondente di cloro.

Dalla intensità relativa dei rispettivi fasci rinviati si risale alla disposizione degli atomi nell'interno della cella.

Si giunge così a stabilire per un certo numero di sostanze a molecola non troppo complessa, nè appartenente a sistemi ad alta simmetria, dei modelli, che ne rappresentano l'intima struttura spaziale.

Determinazione dei diametri degli atomi secondo W. L. Bragg.

Ora che abbiamo visto come con l'analisi röntgenografica si possa determinare il modello, che rappresenta la struttura spaziale di molte sostanze chimiche, vediamo il procedimento seguito da W. L. BRAGG nel 1920, per determinare il diametro delle particelle, che entrano a formare il reticolo.

Il fisico inglese assimilando gli atomi a delle sfere tenute in posto nel reticolo dalla loro tangenza, mostrò essere la distanza fra questi atomi una proprietà additiva derivante dalla somma di due costanti caratteristiche per ogni singolo atomo. Questa costante Bragg chiamò *raggio atomico*. L'additività era dimostrata dai valori delle distanze fra i centri degli atomi, quali erano ricavati dalle strutture note fino allora: introducendo in queste diverse coppie di distanze un raggio noto, per differenza si può ricavare l'altro. Per determinare così un primo raggio, che costituisce la chiave per il calcolo di tutti i vari raggi, W. L. BRAGG si servì del reticolo di una sostanza elementare. In questo caso la distanza fra due atomi, come si calcola dai röntgenogrammi, è eguale al doppio del raggio.

essendo i due atomi della stessa natura. Seguendo questo procedimento BRAGG diede per un buon numero di elementi i valori dei raggi, che sono dati in una tabella del citato lavoro ⁽¹⁾.

Ulteriori sviluppi della concezione di raggio atomico.

Il concetto di raggio atomico è stato discusso da diversi Autori, i quali mossero sostanzialmente due obiezioni: la mancanza di un reale significato fisico del concetto stesso, e le frequenti discordanze fra i dati delle esperienze e quelli calcolati colle costanti di W. L. BRAGG.

La prima obiezione era già stata affacciata da BRAGG nella nota del 1920, nella quale era detto che i suoi raggi, se anche difettavano di un significato fisico reale, avevano però egualmente una grande importanza pratica, perchè facilitavano assai la ricerca di nuove strutture cristalline.

La seconda osservazione che si trova anche nel libro di WICKOFF aveva un significato assai preciso ⁽²⁾, perchè come apparve in seguito molte delle rilevate discordanze derivavano non dall'arbitrarietà del concetto di raggio atomico ma dal modo di valutare il raggio stesso.

Quasi contemporaneamente al lavoro di BRAGG, FAJANS-HERZFELD e H. G. GRIMM, applicando la teoria di BOHR, dimostravano che i rapporti tra i raggi degli anioni e dei corrispondenti cationi, aventi eguale valenza e vicini nel sistema periodico (questi ioni hanno quindi una eguale configurazione), erano tutti superiori all'unità, mentre i raggi di BRAGG portavano alla conseguenza opposta che detti rapporti avrebbero dovuto essere tutti molto inferiori all'unità.

⁽¹⁾ Per maggior chiarimento riporto brevemente lo schema seguito da BRAGG. Dalla struttura del ferro α di HULL si ottiene per l'atomo di questo metallo il raggio di $1,23 \text{ \AA}$, che sostituito nella distanza $Fe-S$ dedotta dalla pirite permette di ricavare per lo zolfo il raggio $1,025 \text{ \AA}$. Servendoci di quest'ultimo valore, dalla distanza $Zn-S$, calcolata dal reticolo della blenda, si ricava il raggio dello zinco $1,33 \text{ \AA}$, che permette di calcolare dal reticolo dell'ossido di zinco il raggio dell'ossigeno di $0,65 \text{ \AA}$. W. L. BRAGG a questo punto, osservando che per lo stesso metallo le distanze fluoro-metallo e ossigeno-metallo, come sono dedotte dai reticoli dei fluoruri e degli ossidi, sono assai vicine, attribui al fluoro il diametro di $0,675 \text{ \AA}$. Con questo valore del raggio del fluoro, dagli alogenuri alcalini si calcolano i seguenti raggi: Cl $1,05 \text{ \AA}$, Br $1,19 \text{ \AA}$, I $1,40 \text{ \AA}$. Con procedimento analogo l'Autore inglese ricavò i raggi di molti altri elementi. Per maggiori dettagli confrontare la nota originale (Phil. Mag., (6), 40, 169, 1920).

⁽²⁾ « The Structure of Crystals » (1924).

Nasceva così un completo contrasto tra alcuni valori dei raggi dedotti da BRAGG e quelli dedotti per via diversa da altri fisici. La causa di questa contraddizione risulta evidente dalla confusione fatta da W. L. BRAGG fra atomo neutro e ione. Abbiamo infatti visto come egli passasse dal reticolo di un elemento a reticoli di composti, come quelli degli alogenuri alcalini, in cui gli atomi si trovano certamente allo stato di ioni.

Siccome gli atomi allo stato ionizzato, perdono od acquistano degli elettroni, ne risulta un eccesso o un difetto di carica del nucleo, rispetto a quello degli elettroni satelliti e quindi una contrazione o un allargamento del sistema, rispetto a quello che era nell'atomo neutro.

Da ciò risulta come W. L. BRAGG, pur partendo inizialmente da valori del raggio esatti come quello del ferro ed altri dedotti da reticoli non ionizzati, sia poi giunto a conclusioni errate come per il raggio degli ioni alcalini e alogenici, allorchè passò da un reticolo atomico ad un reticolo ionico, non tenendo conto della variazione del raggio che lo stesso elemento subisce nel passaggio dall'uno all'altro dei due tipi di reticolo. Una determinazione accurata, fatta per via esclusivamente fisica (basandosi sulla rifrazione atomica e sulla teoria cinetica) dei raggi di alcuni ioni, è stata data da J. WASASTJERNA.

I valori di questo Autore si riferiscono ad alcuni ioni semplici F^- , Cl^- , Br^- , I^- , O^{--} , S^{--} e differiscono assai da quelli dati da BRAGG come raggi di questi elementi; tuttavia, come è mostrato nel lavoro citato dall'Autore finlandese, anche con essi si interpretano bene le distanze osservate fra atomo e atomo nei vari reticoli.

La buona concordanza fra i valori dei raggi, che si calcolano per vie completamente diverse, quali sono quelle della rifrazione e quelle dell'esame röntgenografico dei reticoli, è quindi degna di rilievo.

Il lavoro di WASASTJERNA risale al 1923 e pur essendo molto importante, è stato poco conosciuto anche da coloro, che studiavano i reticoli cristallini coi raggi X. Solo recentemente (aprile 1926) W. M. GOLDSCHIMDT, tenendo come caposaldi i raggi dell'ossigeno e del fluoro-ione di WASASTJERNA, rispettivamente 1,30 Å. e 1,32 Å., in una importante nota ⁽¹⁾, ricavava dai reticoli studiati fino ad ora un numero rilevante di raggi di atomi e ioni. I dati di BRAGG, avendo

⁽¹⁾ *Geochemische Verteilungsgesetze der elemente*, 7 Skrifter Norske Videnskaps Akademi L. M. N. Kl. 1926, 2.

invece subito ottenuto una grande notorietà, erano stati impiegati in molti lavori di ricerca röntgenografica.

Anche l'autore si servì infatti di alcuni valori di BRAGG per ricavare il raggio del piombo e del manganese bivalente e tetravalente, che non erano noti fino allora ⁽¹⁾. Questi valori mostrano la grande variazione del raggio dell'ione al variare della carica; questa variazione rimane esatta anche ora, ma i valori degli ioni piombo e manganese bivalente e tetravalente si devono diminuire assai, usando i raggi di WASASTJERNA per l'ossigeno e il fluoro ione, che sono molto più grandi di quelli di BRAGG allora impiegati.

Recentemente ⁽²⁾ quest'ultimo è ritornato sulla questione dei diametri atomici, riconoscendo l'esattezza dei valori di WASASTJERNA e affermando che egli col concetto di raggio atomico si proponeva soprattutto di mostrare l'additività dei raggi, proprietà che doveva essere di grande aiuto nello studio di nuove strutture. Mostrando poi come il raggio degli elementi non sia perfettamente costante, ma vari secondo le forze che agiscono sul sistema, diminuisce l'importanza fisica di questo concetto. Ciò sembra però eccessivo, perchè l'accordo fra i valori dedotti di WASASTJERNA per via puramente fisica e quelli cristallografici, stanno a dire che anche il concetto di raggio atomico debba possedere una realtà fisica.

Considerazioni sui diametri atomici e ionici.

Posta così nettamente la differenza fra atomo neutro e ionizzato, vediamo in quali casi si presentino i primi e in quali i secondi.

In un recente lavoro sul sottossido di piombo ⁽³⁾ ho dimostrato come questo composto possiede una struttura tipo cuprite, nella quale gli atomi di piombo e di ossigeno si trovano allo stato di atomo neutro. Questa conseguenza, che non appare strana nel caso del sottossido di piombo, giacchè l'esistenza del piombo monovalente non è mai stata dimostrata, ci sorprende di più nel caso di Cu_2O e Ag_2O , che possiedono anch'essi, come è stato pure da me messo in evidenza, una struttura non ionizzata. Lo stesso fatto ho riscontrato negli alogenuri rameosi.

In un lavoro quasi contemporaneo al mio, W. M. GOLDSCHMIDT ⁽⁴⁾ trovò questi stessi risultati. ad eccezione che per Pb_2O , il cui re-

⁽¹⁾ Rend. Acc. Lincei, (6), 3, 275, 1926.

⁽²⁾ Phil. Mag., V, 258, (1926).

⁽³⁾ « Gazz. chim. », 56, 630 (1926).

⁽⁴⁾ Loc. cit.

ticolo non gli era noto; e li estese affermando che tutti i reticoli tipo « cuprite », tipo « blenda » (al quale appartengono gli alogenuri rameosi), tipo « wurzite », sono costituiti da atomi neutri. Dal lavoro di GOLDSCHMIDT apparirebbe quindi che la forma cristallina sia più strettamente legata al carattere polare del composto che non il carattere chimico e la natura degli atomi, che entrano a costituirlo.

Si deve rilevare come tutti i composti che cristallizzano in reticoli non ionizzati sono insolubili nell'acqua, deve quindi esistere una relazione tra la solubilità e lo stato degli atomi nella sostanza solida.

Si deve quindi ammettere che gli ioni trovantisi nelle soluzioni degli elettroliti non si formano all'atto della dissoluzione della sostanza ma preesistano nel reticolo della sostanza allo stato solido.

Questo non si conciliava bene colla teoria di ARRHENIUS, la quale ammetteva l'esistenza in soluzione di molecole indissociate e un grado di dissociazione variabile con la diluizione della soluzione.

La teoria di DEBYE e HÜCHEL, che ammette la completa dissociazione delle molecole nelle soluzioni degli elettroliti, è il logico corollario della dimostrazione dell'esistenza degli ioni come tali nei reticoli cristallini, dimostrazione data la prima volta da DEBYE e SCHERRER nel 1917 per il *LiF*.

Densità assoluta degli atomi e degli ioni.

Il raggio dell'atomo e dell'ione permette di trarre delle deduzioni rispetto alla sua posizione nel sistema periodico di MENDELEJEFF. Che i raggi degli atomi seguissero un andamento periodico, era già stato mostrato da BRAGG nel suo primo lavoro su questo argomento ed era stato successivamente trattato da diversi altri Autori, tra i quali DAVEY, GOLDSCHMIDT e altri.

Voglio mettere in evidenza alcune caratteristiche di quella proprietà, che si potrebbe chiamare densità assoluta dell'atomo o dell'ione. Essendo strettamente legata al diametro dell'atomo e dell'ione, è logico che sia periodica anch'essa; però tenendo essa conto del peso atomico, può forse meglio prestarsi a considerazioni sulla posizione dell'elemento nel sistema periodico.

Chiamo assoluta la densità, che si calcola immaginando la materia distribuita entro una sfera, il cui raggio è quello dell'atomo e dell'ione, dedotti dai reticoli cristallini. Mi sono servito nei calcoli che seguono dei raggi dati da GOLDSCHMIDT, che si possono ritenere oggi i più esatti. Il supporre gli atomi e gli ioni sferici non corrisponde certamente alla realtà, ma ci dobbiamo accontentare di questa ap-

prossimazione per la mancanza di dati precisi sulla loro forma ⁽¹⁾. Queste densità sono già nel caso degli elementi, più vicine al reale significato delle proprietà, che non quelle comunemente calcolate, le quali trascurano i vuoti contenuti in diversa percentuale nei reticoli degli elementi, e non si possono calcolare in altro modo nel caso degli ioni.

La densità assoluta si esprime quindi colla formola:

$$d = \frac{p. \text{ Atom.} \times 1,66 \times 10^{-24} \text{ gr.}}{\frac{4}{3} \pi \rho^3 10^{-24} \text{ cm}^3}$$

dove ρ è il raggio dell'atomo o dell'ione.

Le densità degli ioni del primo gruppo sono:

	<i>Li</i> ⁺ 5,81	
		<i>Na</i> ⁺ 9,70
<i>K</i> ⁺ 6,59		<i>Cu</i> ⁺ 25,25
<i>Rb</i> ⁺ 10,26		<i>Ag</i> ⁺ 29,63
<i>Ce</i> ⁺ 11,73		<i>Au</i> ⁺ — —

Vediamo da questi dati come le densità degli ioni, costituenti il primo sottogruppo, sono tutte assai meno elevate di quelle del secondo, questo si verifica nettamente anche nei gruppi successivi; il sodio rientra per la densità nel sottogruppo di sinistra, la densità del litio non permette una sicura attribuzione di questo elemento nè al primo nè al secondo sottogruppo. Per l'oro non si conosce il valore dell'ione monovalente. Ho in corso lo studio di *Au Cl*, che appare probabilmente esagonale ma con reticolo non ionico e quindi non può servire per queste determinazioni.

Nel secondo sottogruppo si hanno per gli atomi bivalenti le seguenti densità:

	<i>Be</i> ⁺⁺ 91,6	
		<i>Mg</i> ⁺⁺ 20,3
<i>Ca</i> ⁺⁺ 13,32		<i>Zn</i> ⁺⁺ 45,3
<i>Sr</i> ⁺⁺ 16,93		<i>Cd</i> ⁺⁺ 41,0
<i>Ba</i> ⁺⁺ 18,60		<i>Hg</i> ⁺⁺ 56,6

⁽¹⁾ Sulla forma degli atomi vedere W. P. DAVEY, « Chemical Reviews », II, 3, 349 (1925).

Se il diametro calcolato da GOLDSCHMIDT per il berillio è esatto, questo ione presenterebbe una densità straordinariamente grande, per cui non rientrerebbe in nessuno dei due sottogruppi. Il magnesio, che molti Autori assegnano al 1° sottogruppo, si deve per la densità dell'ione indubbiamente porre nel 2° sottogruppo, come d'altra parte risulta da molte proprietà.

Nel terzo gruppo mancano i dati per il boro, sia allo stato di atomo neutro che di ione, mentre gli altri si suddividono come segue:

	Al^{+++} 57,8
Sc^{+++} 31,3	
	Ca^{+++} 114,5
Y^{+++} 29,55	
	In^{+++} 58,4
La^{+++} 30,2	
	Ti^{+++} 67,4

La suddivisione segue quindi l'ordinamento della tabella periodica di MENDELEIEFF. Il gallio presenta una densità eccezionalmente forte, se essa non deriva da un errore nella determinazione del raggio, essa può forse riallacciarsi ad una analoga discordanza dei punti di fusione dei quattro elementi del sottogruppo di destra ⁽¹⁾.

Nel quarto gruppo le densità degli ioni tetravalenti sono:

	Si^{++++} 186,5
Ti^{++++} 72,6	
	Ge^{++++} 336,0
Zr^{++++} 55,5	
	Sn^{++++} 115,5
Ce^{++++} 52,5	
	Pb^{++++} 138,8
Th^{++++} 69,1	

I due sottogruppi si differenziano assai per le densità, però nei sottogruppi non si ha un andamento molto regolare delle densità stesse; specialmente per il germanio si ha un valore grande. Questa differenza si rileva anche nello zinco e nel gallio, che stanno nello stesso periodo.

⁽¹⁾ Questi quattro elementi hanno i seguenti punti di fusione

Al 700°, Ga 30°, In 176°, Ti 290°.

I dati sui valori dei diametri degli ioni del 5°, 6° e 7° gruppo sono troppo incompleti e incerti per poterli trattare ora.

Si possono invece calcolare e confrontare alcuni ioni con 1 e 2 cariche negative: si hanno così le densità:

F^-	3,20	O^{--}	2,76
Cl^-	2,37	S^{--}	2,40
Br^-	4,22	S^{--}	4,50
I^-	4,72	Te^{--}	6,05

Da questi numeri si rivela come l'ossigeno e il fluoro presentino una densità superiore all'omologo immediatamente successivo e si scostino quindi dal regolare aumento, che si osserva per i tre rimanenti.

Questo comportamento, che ha riscontro in altre proprietà di questi elementi spiega il perchè la densità dei fluoruri e degli ossidi è rispettivamente superiore a quella dei cloruri e dei solfuri, come non apparirebbe logico dal fatto che il fluoro e l'ossigeno hanno un peso atomico superiore al cloro e allo zolfo.

Riassumendo le considerazioni sulla densità degli ioni, si deduce:

1) Nei singoli sottogruppi le densità in generale crescono al crescere del peso atomico.

2) La densità degli ioni del sottogruppo di destra sono assai più elevate di quelle degli ioni del corrispondente gruppo di sinistra.

3) La densità aumenta assai al crescere della carica degli ioni positivi per l'eccesso della carica del nucleo rispetto a quelle degli elettroni.

Tutte queste deduzioni si devono ritenere ancora molto incomplete e facilmente soggette a variazioni, giacchè la questione dei diametri atomici è ancora in pieno sviluppo. Si può tuttavia affermare che il lavoro di W. L. BRAGG, benchè si sia in seguito rilevato in alcuni punti errato, ha segnato però l'affermazione di un concetto, che ha assunto e assumerà ancora più importanza nel campo della fisica e della chimica.

Milano, Politecnico, novembre 1926.

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE
sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);

II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.

III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (Sono esauriti i volumi I
a XII). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.

IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli sconti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi. (*Sui principi filosofici delle diverse scienze; Sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; Sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; Sulla questione del vitalismo; Sulla questione sociale; Sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo, «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, ed ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Viale Carducci N. 22 D

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 130 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 150

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1925

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

FEBBRAIO 1927

ANNO IV-N.2

IL

JUL 24 1928

NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

A. AMERIO: *Commemorazione del Prof. Andrea Naccari.* — A. SELLERIO: *Vibrazioni persistenti a due dimensioni delle corde sottoposte alla azione di un soffio.* — U. CRUDELI: *Sistemi triangolari non equilateri di Rutherford-Bohr.* — G. TODESCO: *Sulle correnti termoelettriche accidentali nel bismuto.* — RIVISTA: E. PERSICO: *La meccanica ondulatoria.* — SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA.
Notiziario.



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

" IL NUOVO CIMENTO "

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

COMMEMORAZIONE DEL PROF. ANDREA NACCARI

tenuta davanti alla Società Italiana di Fisica a Roma il 27 dicembre 1926
dal Prof. ALESSANDRO AMERIO

Egredi colleghi,

Spesse volte chi intraprende a parlare in pubblico di una persona che gli sia stata cara, prova una grande trepidazione, che è ben spiegabile; ora mentre mi accingo a parlare del prof. Andrea Naccari, davanti alla Società Italiana di Fisica, di cui Egli fu socio fin dall'inizio, questo sentimento, pure fortissimo in me, è temperato dalla mesta soddisfazione di chi compie un sacro dovere.

Egli, che tanti di noi hanno conosciuto, e per ciò stimato e amato, mi fu Maestro carissimo; nè potrò mai scordare le dimostrazioni di affetto che Egli mi diede in tutte le occasioni, e soprattutto nei momenti più difficili, con ogni incoraggiamento e con la più larga e cordiale ospitalità nel suo Istituto.

L'affetto mio verso di Lui, e di molti di noi, Suoi allievi, fu come di figlio a Padre; perciò, mentre sono grato al nostro Presidente di avermi offerto l'occasione per compiere questo mesto dovere, avrei voluto, per parlare di Lui più degnamente, un'arte e un sapere superiori, in modo da rendere la Sua figura bella per tutti come sempre la vidi, farlo conoscere e amare da tutti, come lo amavamo noi, Suoi allievi, che avevamo la pratica diuturna della Sua bontà, della Sua serenità, nella calma vita del Suo laboratorio, così che tutti potessimo tributare a Lui quell'omaggio, di cui sempre mi parve Lo rendessero degno le belle doti di mente e di cuore.

Andrea Naccari nacque a Padova il 15 agosto 1841 e vi si laureò nel 1862 in matematiche pure.

L'Istituto Fisico di Padova era diretto dal celebre Francesco Rossetti ed Egli ne fu assistente. La personalità del maestro non poteva non lasciare le sue impronte nella formazione del giovane Fisico che, sotto la sua guida, iniziava la vita scientifica, e l'indirizzo che seguì quasi sempre il Naccari nei Suoi lavori, fu quello stesso del Rossetti, e si può dire dell'epoca, cioè piuttosto diretto alla misura

esatta, scrupolosa, sicura, anzichè alla ricerca di nuovi fenomeni e di nuove teorie.

Fu un proficuo periodo di lavoro, serio e coscienzioso, in seguito al quale ebbe un premio dal Regio Istituto Veneto, ne fu fatto socio e fu nel 1874 nominato Professore straordinario di Fisica Tecnica nella Scuola di Applicazione di Padova.

In seguito, nel 1878, fu nominato Professore ordinario di Fisica Sperimentale nella R. Università di Torino, da cui più non si mosse.

Dalla lettura della bella prolusione che fece in quella circostanza, risulta l'ottima preparazione del Naccari alla Cattedra, una certa titubanza dovuta al carattere dell'uomo, modesto per quanto valoroso, e traspare subito quell'ammirazione per Michele Faraday che poi, al termine della carriera, doveva manifestarsi colla pubblicazione della Vita di quel grande Fisico.

Nell'Università di Torino tenne l'insegnamento della Fisica nella Facoltà di scienze e nella Facoltà di medicina per 38 anni, fino all'estate del 1916, anno del suo collocamento a riposo per limiti d'età, e subito dopo fu nominato Professore Emerito.

Dal 1879 al 1881 fu Direttore della Scuola di Farmacia, dal 1889 al 1892 fu Rettore dell'Università, dal 1916 al 1919 Preside della Facoltà di scienze.

Dal febbraio 1918 era stato nominato Presidente della R. Accademia delle Scienze di Torino, carica che tenne fino alla morte.

Nel 1885 aveva sposato Giulia Gera, cugina e cognata del prof. Bellati. L'unione, sebbene non allietata da figli, fu felicissima e durò serena fino al 29 ottobre 1919, giorno in cui la signora morì, lasciando molto sconsolato, sebbene la Sua vita non subisse radicali mutamenti, perchè Egli continuò a trascorrerla coi Suoi nipoti.

Fino a che non scoppiò la guerra Europea, Egli si recava ogni estate a villeggiare in una Sua villa ad Arquà Petrarca, fra i bei Colli Euganei, ma colla guerra, resosi più difficile il viaggio e troppo disagiata quella residenza, non abbandonò più il Piemonte, e così continuò anche dopo fatta la pace.

Ormai gli anni avevano fatto sentire il loro grave peso; da molto tempo era sofferente; in questi ultimi tempi era stato costretto a rimanere a letto per lunghi periodi e anche negli intervalli buoni, si alzava per poche ore al giorno.

Mentre a poco a poco le forze lo abbandonavano, la mente rimaneva sempre desta e lucida, in modo da produrre una lieta meraviglia in chi, non vedendolo da parecchi anni, se lo figurava invecchiato di corpo e di mente e invece lo sentiva discorrere di fatti, di cose e di persone con invidiabile lucidità.

Purtroppo le sofferenze si acutizzavano e non lo abbandonavano mai, ogni tanto una qualche crisi metteva in pericolo la Sua esistenza, ma la fibra, sana se non fortissima, trionfava, fino a che la tarda età non ebbe il sopravvento: prima un'emiplegia e poi, il due di ottobre di quest'anno, la morte.

Per parlare degnamente di Andrea Naccari, nulla di meglio che dare uno sguardo alla Sua Opera, che può essere considerata sotto i punti di vista di Scienziato, di Insegnante dalla Cattedra e di Maestro.

Esaminiamo dapprima succintamente l'opera Sua di Scienziato.

La maggior parte dei Suoi lavori sono nell'Elettrologia. Vediamo anzitutto quelli che appartengono a questa prima categoria.

Una serie importante comprende la monografia *sugli elementi voltaici* che fu premiata dall'Istituto Veneto, il lavoro *intorno ai perfezionamenti della coppia Grove* e l'altro, fatto insieme col prof. BELLATI, *sulle f. e m. dei metalli immersi nell'acido cromico*. Tra i risultati di questi lavori c'è da notare che nessuna delle numerose proposte avanzate di liquidi depolarizzanti da sostituire all'acido nitrico è vantaggiosa. Solo la pila all'acido cromico, ottenuta con una soluzione di bieromato potassico e acido solforico (che è poi la Grenet) dà una f. e m. superiore, ma essa è fortemente polarizzabile.

Seguono in collaborazione col BELLATI le « *determinazioni delle proprietà termoelettriche del sodio e del potassio* » lavoro molto accurato sia dal lato sperimentale, sia dal lato dei calcoli coi quali, applicando il metodo dei minimi quadrati, essi determinano le costanti della formula di AVENARIUS.

Di questo periodo è l'importantissima monografia pubblicata a puntate dall'*Elettricista* e poi riunita in un unico volumetto: *Delle misure e delle unità elettriche assolute*, che contiene una trattazione vasta, chiara e profonda dell'argomento, ricca di molti studi particolari e degna di nota, specie se si tien conto che uscì nel 1877.

Ancora col BELLATI studia *i fenomeni termici prodotti dal passaggio dell'elettricità attraverso i gas*.

Gli AA. confermano quanto aveva trovato WIEDEMANN, che cioè il calore nel capillare di un tubo GEISLER è proporzionale all'intensità della corrente. Trovano in più che al catodo si sviluppa molto più calore che all'anodo; che il rapporto dipende dalla natura del gas; che vicino agli elettrodi la quantità di calore cresce più della corrente. Ricercano invano un effetto PELTIER.

Insieme essi fanno un altro lavoro di mole: *dell'influenza della temperatura e delle proporzioni dei metalli componenti, sulle proprietà termoelettriche delle leghe*. Il lavoro è molto accurato e contiene molti dati su leghe di Sn, Pb e Sb.

A Torino studia col PAGLIANI l'effetto della pressione sulla resistenza elettrica dei carboni. Il risultato è negativo e le eventuali variazioni che erano state trovate da altri, sono da attribuire a imperfezioni dei contatti.

Da solo studia i fenomeni termici prodotti dalla scintilla di induzione.

Misura le quantità di calore che si sviluppano agli elettrodi di uno spinterometro, i quali ingegnosamente costituiscono dei veri termometri, per varie lunghezze di scintilla.

Il catodo si scalda sempre più dell'anodo; le quantità di calore sono proporzionali alle quantità di elettricità, non dipendono dai metalli di cui sono fatti gli elettrodi; il rapporto tra la quantità svolta al catodo e quella svolta all'anodo diminuisce col crescere della distanza degli elettrodi; queste quantità diminuiscono col diminuire della pressione, ma nello stesso tempo il solito rapporto cresce. Esso tende ad uno per grandi capacità.

Col GUGLIELMO prosegue lo studio del fenomeno in aria rarefatta; il catodo si scalda sempre più dell'anodo a tutte le pressioni, meno che a quelle molte basse, intorno a 0,022 mm. di Hg.

Col GUGLIELMO studia pure le f. e. m. delle coppie incostanti, perchè polarizzabili, e dimostra, contro i risultati di EXNER, che la f. e. m. delle coppie dipende dalla natura dell'elettrodo positivo, dall'intensità della corrente, ma non dall'ossigeno che questa svolge.

Sono fatti questi che noi oramai conosciamo come fondamentali, e perciò non è piccolo merito l'averli assodati.

Talvolta gli argomenti assurgono a notevole importanza di attualità per l'epoca, come quello studiato col BELLATI nel 1881: *Sul riscaldamento dei corpi isolanti causato da successive polarizzazioni elettrostatiche*. Essi assoggettano un dielettrico liquido o solido, posto tra le armature di un condensatore, a delle rapide cariche e scariche, mediante un rocchetto d'induzione, misurano il riscaldamento e dimostrano che non è dovuto alla conduzione, bensì alla polarizzazione.

Nel ponderoso lavoro fatto col BATTELLI: *Sul fenomeno Peltier nei liquidi*, riuscì a dimostrare che in molti casi il fenomeno si manifesta fra due soluzioni elettrolitiche sia quando sono di natura diversa, sia anche se della stessa natura, purchè con differenti concentrazioni.

Al NACCARI si deve la scoperta dell'influenza del fosforo e delle scintille elettriche sulla dispersione elettrica: una pallina d'ottone di 4 cm. di diametro, ben isolata e in comunicazione con un elettrometro, si scarica rapidamente sotto l'azione di piccole scintille elet-

triche o per la presenza di un pezzo di fosforo nell'aria in vicinanza; Egli trova che anche se le scintille avvengono in lontananza, ma l'aria ad esse circostante viene spinta contro la pallina, questa si diseletttrizza. Prova che l'azione non è dovuta alla luce, nè ad altre radiazioni, ed attribuisce il fatto alla variazione di conducibilità dell'aria. Egli trova ancora, come BACHMETJEV ma, e lo dichiara, in forma un po' malsicura, che l'elettricità positiva si scarica più rapidamente della negativa e che l'azione svanisce in poco tempo.

In seguito, studiando *la trasmissione dell'elettricità da un conduttore elettrizzato all'aria*, dimostra che è valida la legge enunciata da COULOMB, che cioè la velocità di dispersione è proporzionale alla densità, e dopo aver sperimentato anche con gas rarefatti, conchiude essere molto probabile che la dispersione sia cagionata dalla dissociazione delle molecole del gas.

Siamo cioè molto prossimi all'attuale concetto di ionizzazione pel quale i tempi non erano ancora maturi.

Accenno ancora alla scoperta di *un effetto fotoelettrico con lamine metalliche immerse nel toluene, sotto l'azione della luce*. Il toluene diventa conduttore quando la luce colpisce la lamina metallica, qualunque sia la polarità di questa. Il fenomeno non è da confondere cogli altri analoghi di BECQUEREL e di HALLWACHS.

Il NACCARI ha ancora parecchi altri lavori di elettrologia, come ad esempio intorno *alla resistenza e alla carica residua dei dielettrici liquidi*, in cui trova che tanto la resistenza elettrica quanto la carica residua diminuiscono per tutti i dielettrici esaminati col crescere della temperatura.

Sorvolo sopra altri, per quanto accurati, come:

Le determinazioni delle costanti magnetiche a Padova.

Sull'azione difensiva dei parafulmini.

Sulla polarizzazione dell'alluminio; e passo ad un'altra categoria di argomenti.

Col PAGLIANI, nel 1879, aveva studiato *l'assorbimento dei gas nei liquidi e in particolare la legge di Henry*, sulla cui validità esistevano dei dubbi per le basse pressioni. Essi la confermano e danno i coefficienti di solubilità dell'anidride carbonica nell'acqua a varie temperature. Indi studiano *la tensione massima del vapore di alcuni liquidi e la dilatazione di questi*, dando i risultati per il toluene, l'alcool propilico, l'alcool isobutilico ecc.

Contemporaneamente, poichè era stata da tale BONETTI rifatta la determinazione del *coefficiente di dilatazione dell'acqua da 4° a 0°*, con risultati notevolmente diversi da quelli trovati dal ROSSETTI, Egli

ripete le misure con molto scrupolo e giunge a valori concordanti con quelli del suo Maestro.

Molto importanti sono le misure dei calori specifici di parecchi metalli tra cui il mercurio da 0° a 320°. Il metodo seguito è quello delle mescolanze e le cure sono minuziose per cui questi risultati che sono dati con 4 o 5 cifre sono perfettamente attendibili.

I metalli studiati sono *Ag, Al, Cd, Cu, Fe, Hg, Ni, Pb, Sb, Zn*.

Gli altri lavori sono su argomenti vari e per tutti c'è qualche cosa di notevole.

Tre sono *sulla pressione osmotica*.

Il NACCARI trova che se, preparata una cellula di Pfeffer, misuriamo la pressione osmotica di una soluzione di zucchero posta entro la cellula, mentre questa è nell'acqua distillata, e si sostituisce poi all'acqua distillata una soluzione della stessa sostanza, il valore della pressione esercitata dalla soluzione chiusa nella cellula diminuisce, e può persino diventare negativo.

Egli per ciò prende posizione contro la suggestiva ipotesi di VAN'T'HOFF in quanto che, contrariamente a quanto si verifica nei gas, la pressione osmotica di una soluzione non è determinata dal volume e dalla temperatura, e porta quindi il suo tributo all'altra teoria della pressione osmotica.

Egli trova inoltre che certe cellule, buone per dare la misura della pressione osmotica di alcune sostanze, non sono adatte per altre.

Uno degli ultimi studi del NACCARI è fatto *intorno all'aumento che subisce lo smorzamento delle oscillazioni di un corpo nell'aria, se assoggettato a radiazioni*.

Contrariamente all'opinione dello scopritore CHRISTIE che lo attribuiva a un'azione elettromagnetica della luce, e a quella del BAUMGARTEN che lo attribuiva a moti convettivi dell'aria, Egli dimostra che l'effetto è dovuto all'aumento che subisce lo strato di aria aderente al corpo, sotto l'azione dei raggi, e quindi al maggior attrito che si determina.

Infine citerò ancora le *esperienze sull'evaporazione*, in cui verifica per l'etere solforico, che il coefficiente di proporzionalità della formula di STEFAN dipende dalla profondità del livello libero del liquido entro al recipiente, e non trova alcuna influenza dell'elettrizzazione.

Sorvolando sui due pazienti lavori di indole statistico-meteorologica, *su alcune anomalie termiche dei climi di Torino, Milano, Venezia e sull'influenza delle condizioni meteoriche sulla mortalità a Torino*, veniamo alla *vita di Michele Faraday*.

Essa consta di due parti. Nella prima è narrata la vita del Fa-

raday da quando, povero commesso di libreria, portava e rilegava libri, e considerava come somma fortuna il poter assistere a qualche lezione di Fisica e di Chimica, lo segue nella sua meravigliosa ascensione, per cui entrato come una specie di inserviente dal celebre Davy, ne diventava il Grande successore, raccoglieva l'ammirazione mondiale, i meritati onori, e passava di scoperta in scoperta, fino a quando stanco e indebolito rimetteva al Tyndall le sue funzioni e si ritirava per *aspettare*, come Egli diceva.

Nella seconda parte Egli esamina metodicamente e da pari suo, le opere del Faraday, mettendole in correlazione con i progressi scientifici dell'epoca.

Il libro riesce sempre molto interessante e molto utile.

Il NACCARI sa avvicinare l'attenzione del lettore, ribadisce la meritata ammirazione pel Faraday, del quale ci dà maestrevolmente il carattere, e fa provare un senso di viva pena nell'assistere a quei periodi di tremenda stanchezza, che ogni tanto venivano a interrompere la sua grande attività.

Dall'insieme delle opere che abbiamo accennate, il NACCARI appare come un Fisico di cultura vasta in modo da poter fare cosa utile in più campi, che tutto pospone alla Misura, senza lasciarsi trascinare dalla suggestività della teoria, e nell'eseguire le misure Egli studia e sa evitare le cause d'errore, sa essere preciso, ciò che non solo è veramente un gran merito, ma gli permette di scartare le false ipotesi e scoprire le vere cause dei fenomeni studiati.

Per ciò quanto Egli ha fatto rimane e rimarrà, fino a che la perfezione dei mezzi non abbia permesso progressi tali da poter considerare il Suo periodo come sorpassato.

Ho detto delle opere del nostro Maestro come Scienziato. Vediamolo come Insegnante.

Egli resse molto austeramente la Cattedra Universitaria per oltre 40 anni.

Chi ha seguite le Sue lezioni ne ricorderà l'ordine e la chiarezza; poche esperienze ben scelte e ben fatte. Il Suo discorso era sempre sicuro e convincente, la forma corretta e senza alcuna ostentazione, la frase precisa e sempre schiva da ogni ricerca di effetto. Egli mirava a persuadere mai ad impressionare.

Come Maestro ebbe molti meriti, grandissimi, più di sostanza che di apparenza ed è certamente degno di nota il fatto che dal Suo Istituto siano usciti molti Professori Universitari, più che da ogni altro. Di questi alcuni gli premorirono.

Sarebbe però molto difficile il dire con precisione in che consi-

stesse il Suo metodo in quanto che questo era fatto di tanti e tanti piccoli e grandi particolari che uniti rendevano il Naccari un Maestro impareggiabile.

Si potrebbe veramente dire che, nel Suo caso, le doti dell'Uomo di studio, appunto perchè completate dalle doti del Suo carattere, potevano dare questi risultati.

Egli lasciava ai Suoi aiuti, assistenti o allievi la massima iniziativa possibile, sia nell'argomento, sia nel metodo di studio e di indagine, ma era sempre pronto a soccorrere con la parola assennata, col consiglio opportuno, l'allievo che ricorreva a Lui in un momento di bisogno, di incertezza, di scoraggiamento, in modo da fargli riprendere la ricerca con maggior fede.

L'Istituto Fisico di Torino non era ricco di mezzi e tuttavia Egli era per tutti largo di quanto occorreva e poteva disporre, cosicchè nessuno potè dire di aver dovuto abbandonare una ricerca intrapresa perchè Egli avesse negati i mezzi.

Il Suo temperamento era ordinato e calmo e il carattere sempre sereno in tutte le manifestazioni, ma la Sua serenità non proveniva da freddezza d'animo: basti questo particolare che è scolpito nel mio cuore. Quando avvenne il disastro Calabro-Siculo del 28 dicembre 1908, nei primi giorni nei quali la mia famiglia non avendo ricevute mie notizie da Messina, trepidava per la mia sorte, Egli andò a casa mia e pianse lungamente coi miei genitori.

Era piuttosto schivo della lotta, ma quando, in più di un caso, le circostanze lo richiesero, seppe essere forte e fermo nei Suoi propositi, che furono sempre giusti e diretti al bene.

Non ricercò gli onori, tuttavia questi andarono a Lui, sebbene in misura inferiore al merito.

In questi ultimi anni noi, Suoi allievi, pensavamo a Lui come si può pensare al vecchio genitore che si vorrebbe conservare sempre in vita e di cui si teme la morte da un momento all'altro.

Sapevamo che Egli ci seguiva ovunque amorevolmente e quando c'incontravamo, subito il nostro pensiero andava a Lui e gli mandavamo i nostri saluti, certi di farlo felice.

Egli aveva seminato largamente e con amore nella gioventù studiosa, che in 40 anni gli era passata vicino, e raccoglieva le messi.

Se come dice il Poeta:

*Sol chi non lascia eredità d'affetti
poca gioja ha nell'urna,*

il nostro Venerato Maestro riposa lieto e sorridente, perchè colla Sua bontà, colla Sua rettitudine, colla Sua serenità, ha legato i cuori dei Suoi allievi e dei Suoi colleghi con affetto imperituro.



PROF. ANDREA NACCARI

ELENCO DELLE PRINCIPALI PUBBLICAZIONI

del Prof. ANDREA NACCARI

1. *Sugli elementi voltaici*. Atti dell'Istituto Veneto. 1873.
2. *Intorno ad alcuni perfezionamenti delle coppie Grove e Bunsen recentemente proposti*. Id. 1874.
3. *Delle misure e delle unità elettriche assolute*. « L'Elettricista ». Firenze, 1877.
4. *Prolusione al corso di Fisica sperimentale*. Torino, 1878.
5. *Intorno al riscaldamento degli elettrodi prodotto dalla scintilla del rocchetto d'induzione*. Atti dell'Istituto Veneto. 1881.
6. *Sui fenomeni termici prodotti dalla scintilla d'induzione*. R. Accademia delle Scienze. Torino, 1882.
7. *Commemorazione di Francesco Rossetti*. Id. Id., 1885.
8. *Intorno ad una recente determinazione della dilatazione dell'acqua da 4° a 0°*. Id. Id., 1885.
9. *Sui calori specifici di alcuni metalli dalla temperatura ordinaria fino a 320°*. Id. Id., 1887.
10. *Sulla variazione del calore specifico del mercurio al crescere della temperatura*. Id. Id., 1888.
11. *Azione delle scintille elettriche sui conduttori elettrizzati*. Id. Id., 1889.
12. *Sull'azione difensiva dei parafulmini*. Atti Acc. Torino, 1889.
13. *Sulla dispersione dell'elettricità per effetto del fosforo e delle scintille elettriche*. Id. Id., 1890.
14. *Determinazione delle costanti magnetiche per Padova*. Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Catania, 1891.
15. *Sulla pressione osmotica*. Atti R. Accademia dei Lincei. 1893.
16. *Sulla trasmissione dell'elettricità da un conduttore all'aria nel caso di piccole differenze di potenziale*. Torino. Atti Acc. 1895.
17. *Cenni biografici di Giuseppe Basso*. Annuario dell'Università di Torino. 1895.
18. *Misure dirette di pressione osmotica*. Atti Acc. Lincei. 1897.
19. *Sul passaggio della corrente elettrica attraverso liquidi dielettrici*. « Nuovo Cimento ». 1898.

20. *Sul passaggio delle sostanze disciolte attraverso le membrane di ferrocianuro di rame.* « Nuovo Cimento ». 1898.
21. *Dell'influenza delle condizioni meteoriche sulla mortalità della città di Torino.* Att. Acc. Torino, 1899.
22. *Intorno alle anomalie termiche dei climi di Torino, Milano e Venezia.* Id. Id., 1899.
23. *Intorno alla resistenza e alla carica residua dei dielettrici liquidi a varie temperature.* « Nuovo Cimento ». 1900.
24. *Polarizzazione dell'alluminio.* Atti Acc. Torino, 1901.
25. *Cenni biografici di E. Mascart.* « Nuovo Cimento ». 1908.
26. *Effetto fotoelettrico osservato con dielettrici liquidi.* Atti Acc. Torino, 1909.
27. *Esperienze sull'evaporazione.* « Nuovo Cimento ». 1910.
28. *Dell'influenza delle radiazioni diurne sull'attrito che incontra un mobile nell'aria.* Atti Acc. Torino. 1911.
29. *Sopra un effetto fotoelettrico con lamine metalliche immerse nel toluene, sotto l'azione della luce.* « Nuovo Cimento ». 1912.
30. *Vita di Michele Faraday.* Padova, Tip. Drucker, 1908.

In collaborazione col prof. MANFREDO BELLATI

1. *Della forza elettromotrice dei metalli immersi nell'acido cromico.* Atti del R. Istituto Veneto. 1873.
2. *Delle proprietà termoelettriche del sodio a varie temperature.* Id. 1876.
3. *Delle proprietà termoelettriche del potassio.* Id. 1876.
4. *Intorno all'influenza della temperatura e delle proporzioni dei metalli componenti sulle proprietà termoelettriche di alcune leghe.* « L'Elettricista ». 1877.
5. *Sui fenomeni termici prodotti dal passaggio dell'elettricità attraverso i gas rarefatti.* Atti Istituto Veneto. 1878.
6. *Sul riscaldamento dei corpi isolanti solidi e liquidi in causa di successive polarizzazioni elettrostatiche.* Atti Acc. Torino. 1882.

col Prof. S. PAGLIANI

1. *Sull'assorbimento dei gas nei liquidi, e in particolare sulla legge di Henry.* Torino. Atti Acc. 1879.
2. *Intorno all'influenza della pressione sulla resistenza elettrica dei carboni.* Atti Istituto Veneto. 1880.
3. *Sulla tensione massima dei vapori di alcuni liquidi e sulla dilatazione termica di questi.* Atti Acc. Torino, 1881.

col prof. G. GUGLIELMO

1. *Intorno alla forza elettromotrice delle coppie incostanti.* Atti Acc. Torino, 1881.
2. *Sul riscaldamento degli elettrodi prodotto dalla scintilla d'induzione nell'aria molto rarefatta.* Atti Acc. Torino, 1884.

col prof. A. BATTELLI

1. *Sul fenomeno Peltier nei liquidi.* (Tre note). Atti Acc. Torino, 1885-86.
-

VIBRAZIONI PERSISTENTI A DUE DIMENSIONI DELLE CORDE SOTTOPOSTE ALLA AZIONE DI UN SOFFIO

Nota di A. SELLERIO

1) *Problemi di oscillazioni alimentate.* — In generale, le oscillazioni persistenti o ad ampiezza costante, richiedono una sorgente di energia, la quale ripari alle continue dissipazioni. Ora la sorgente può già avere, per proprio conto, un carattere ritmico che impone al sistema vibrante, e si hanno allora le oscillazioni *forzate*; ovvero può essere costante, e allora le oscillazioni rientrano in quelle dette *alimentate*.

Quelle del primo tipo hanno tutte lo stesso meccanismo di produzione, che si può spiegare in modo elementare. Per avere degli esempi concreti, basta pensare ad un circuito elettrico collegato ad un alternatore, o, in ottica, alla teoria classica della dispersione, la quale considera gli elettroni vibranti sotto lo stimolo di una onda elettromagnetica; o ancora alla notissima esperienza di MELDE.

Le oscillazioni del secondo tipo sono le più difficili a spiegarsi, e da queste difficoltà deriva il mistero nel quale sono avvolti molti fenomeni naturali; alcuni dei quali sono tanto comuni che ci sembrano banali.

Cito, ad esempio, il tremolio delle foglie al vento, che in certi casi può diventare molto regolare. Limitiamoci ad una componente del movimento. Durante un semiperiodo, il vento spinge la superficie, favorendo il movimento di andata, ma durante il semiperiodo successivo contrasta il movimento di ritorno; cosicchè parrebbe da questo esame superficiale che i due lavori positivo e negativo fatti dal mezzo sul sistema vibrante dovessero compensarsi. Ma il moto così si estinguerebbe; dunque quando ci sono oscillazioni persistenti — nota in generale il BOUASSE ⁽¹⁾ — bisogna ammettere che le forze agenti nell'andata sian diverse da quelle che agiscono al ritorno. Si

(¹) BOUASSE: *Mécanique physique*, p. 138. Molto opportunamente l'A. insiste qua e là sul modo di alimentare le oscillazioni.

tratta dunque di forze *non posizionali*, cioè non esprimibili mediante le sole coordinate; esse dipendono non solo dalla configurazione e posizione del sistema vibrante nell'istante che si considera, ma anche da altre circostanze, e in primo luogo dalle velocità. Nel caso della foglia, non si potrà spiegare il meccanismo di produzione di queste forze, senza entrare in questioni di aerodinamica; e anzi un accurato studio sperimentale delle oscillazioni potrebbe forse chiarire qualche punto oscuro di aerodinamica ⁽¹⁾.

Stacchiamoci del tutto dalla meccanica e pensiamo all'emissione luminosa nei gas. Le interferenze con grandi differenze di cammino indicano — fino a prova contraria — che un corpuscolo può perseverare nel suo stato vibratorio per un tempo che appare grandissimo se si confronta col periodo: un milione di vibrazioni ⁽²⁾ ad ampiezza sensibilmente costante, che in acustica corrisponderebbero ad un suono costante per alcuni quarti d'ora, fanno pensare più ad una canna d'organo (oscillazioni alimentate) che ad una campana la quale riceva un colpo (oscillazioni libere). Gli studi moderni hanno orientato il nostro pensiero diversamente. Sulle modalità però con cui il corpuscolo assorbe dal mezzo l'energia, la recente teoria atomica, malgrado i meravigliosi successi conseguiti nella spettroscopia, in fondo ci dice ben poco. Gli elettroni che scattano da un'orbita ad un'altra, ci distraggono dall'idea di oscillazioni alimentate, come disturbano in genere molti dei concetti fondati delle teorie ondulatorie. Ma, in verità, anche in altri campi più facili e pure studiati, i fenomeni in cui entrano in gioco oscillazioni alimentate restano oscuri. Basta ricordare le fiamme cantanti, gli strumenti a fiato, le teorie sull'archetto e in genere le oscillazioni che si producono strofinando i corpi. Nè mi sembra molto arrischiato il pensare che anche nell'*eletttrizzazione per strofinio* abbiano gran gioco oscillazioni alimentate meccanicamente: esse interesserebbero le molecole, o addirittura gli atomi nel reticolo cristallino che costituisce il corpo solido.

⁽¹⁾ Il movimento di un solido in un fluido dà luogo certamente, per proprio conto, a fenomeni periodici, dovuti al formarsi ed estinguersi di vortici. In molti casi, ce ne possiamo accorgere anche senza strumenti. Stando su un piroscapo, nella marcia regolare, si avverte intorno alla testa un soffio costante; ma se l'osservatore cerca di ripararsi dietro una parete, prima di arrivare nella regione che si potrebbe chiamare « in ombra » il soffio diviene *pulsante*. Le oscillazioni si distinguono chiaramente perchè la frequenza è bassa. Anche qui, come nella diffrazione, gli orli a distanza finita fanno sì che una grandezza, velocità, pressione, ecc. nel passare da una regione dove ha un valore costante ad un'altra dov'è costante ma ha un valore diverso, subisca delle oscillazioni.

⁽²⁾ Esperienze di FABRY e BUISSON con righe di kripton.

Il problema centrale delle oscillazioni alimentate è quello di spiegare come mai l'alimentazione possa avvenire per opera di una sorgente costante. In un circuito elettrico, comprendente capacità autoinduzione e resistenza, non basta inserire una pila perchè si abbiano oscillazioni persistenti. È necessario variare in modo ritmico e opportuno il collegamento fra la pila e il circuito, e questa operazione che si può chiamare in generale « *deformazione* » deve essere compiuta automaticamente. La esistenza delle oscillazioni alimentate richiede così quattro condizioni:

- 1) la presenza di un sistema vibrante, dotato cioè di periodo proprio;
- 2) la degradazione dell'energia;
- 3) una sorgente costante;
- 4) un « *legame* » automaticamente deformabile, fra il sistema vibrante e la sorgente.

I *triodi* forniscono l'esempio più semplice dal punto di vista matematico, giacchè si arriva facilmente ad una equazione differenziale di tipo comunissimo. La quarta condizione è verificata per opera della griglia, la quale esercita un'azione di valvola.

Io ho incontrato un caso — del quale darò conto nel seguito — ch'è ancora più semplice dal punto di vista fisico, perchè il meccanismo col quale si attua l'alimentazione ritmica è chiaramente visibile, cosicchè si ha anche per questo genere di oscillazioni un modello tanto facile quanto quello di MELDE per le oscillazioni forzate. Questo tipo di esperienze presenta del resto, a mio avviso, interesse anche per sè stesso e per le questioni di acustica e di aerodinamica che vi si collegano naturalmente.

2) *Modo di sperimentare.* — Si diriga, mediante un beccuccio, un soffio d'aria energico e costante contro una cordicella o un filo fissi agli estremi: in condizioni opportune, facili ad ottenersi dopo qualche tentativo di prova, si vedrà la cordicella vibrare in modo persistente. Se si scosta lateralmente il beccuccio, l'ampiezza delle oscillazioni cresce fino ad un massimo; se si cerca di oltrepassarlo scostando il beccuccio ulteriormente, le oscillazioni non vengono più alimentate dal soffio e si spengono presto. L'adescamento può anche riuscire tenendo il beccuccio inizialmente un poco discosto dalla posizione centrale, in modo che il soffio non investa la corda in equilibrio; e allora occorre disturbarla da questa posizione, pizzicandola ripetutamente finchè subentri l'azione del soffio.

La corda, vibrando, o forma un unico fuso ovvero si suddivide

in più fusi. Essi appaiono gonfi nel mezzo, da qualunque lato si guardino, quindi in generale *il moto non si compie in un piano*.

Qualche volta la suddivisione in fusi non è netta; su uno sfondo quasi uniforme, largo nel mezzo come un vero fuso ma a contorni irregolari, spiccano oltre agli orli, alcune linee più chiare che hanno pure andamento longitudinale. Per una ragione che diremo poi, le chiameremo « *curve zero* ». Queste linee che a prima vista si possono scambiare con una curva elastica (linea materiale costituita dalla corda in un dato istante) di solito sono fisse, ma può anche accadere che lentamente si deformino e si spostino con moto regolare. Quest'ultima circostanza mi si presentava specialmente quando facevo vibrare un filo di gomma del tipo rosso usuale, a sezione di circa $1,5 \text{ mm}^2$.

I singoli punti della cordicella descrivono *traiettorie* di forma svariata che si possono riconoscere in modo molto facile, malgrado la rapidità del moto. Basta tracciare sulla corda qualche punto ben visibile e guardare poi di sbieco la corda vibrante, in modo che la visuale sia inclinata rispetto all'asse della corda. Poichè le oscillazioni sono persistenti, ogni traiettoria vien ripercorsa successivamente parecchie volte, cosicchè l'occhio ne è sufficientemente impressionato. Talora non occorre nemmeno tracciare segni, approfittando di qualche inomogeneità non rara nella cordicelle e nei fili di canapa, lino ecc. Ovvero basta attorcigliare il filo, se è a sezione rettangolare come quello di gomma, giacchè così si forma una successione di parti chiare e scure (per il diverso orientamento alla luce); con questo semplice artificio, quando il filo vibra si osserva con un solo colpo d'occhio tutto un'insieme di traiettorie descritte dai singoli punti. Esse in alcuni casi sono geometricamente simili, in altri no; e ne vedremo in seguito (« considerazioni cinematiche ») la ragione. Molto spesso i moti sono approssimativamente *ellittici* e la ellisse può essere — raramente — tanto schiacciata da ridursi quasi a un segmento rettilineo. Non è difficile ottenere dei moti quasi esattamente *circolari*. Questo è il caso più semplice e più tipico; l'aspetto dei fusi è quello stesso che presenterebbe una *sinusoide rotante* intorno all'asse. Qui però si può cadere in equivoco, nel ritenere che il movimento della cordicella sia proprio quello di una sinusoide rigida che giri. Un tale movimento, nelle nostre condizioni, non è meccanicamente possibile, perchè in una cordicella a forma sinusoidale che giri come un corpo rigido ogni singolo elemento cambia di orientazione rispetto allo spazio, mentre, nella esperienza, i tratti estremi « *incastriati* » nei sostegni sono fissi. Agli estremi avremmo perciò torsione, la corda verrebbe sempre più attorcigliandosi e il movimento a poco a poco si guasterebbe, mentre invece esco è periodico persistente. Il

moto di ogni singolo elemento della corda deve essere quindi una successione di traslazioni, ogni elemento della corda conservando inalterata la propria orientazione nello spazio ⁽¹⁾. Sperimentalmente si verifica che è proprio così: basta seguire attentamente sul movimento qualche elemento della corda bene individuabile.

La vibrazione è accompagnata, quando la frequenza è opportuna, da un *suono musicale*, più o meno puro. Questo permette di determinare la frequenza, senza bisogno di ricorrere a metodi stroboscopici. Ho verificato che l'*altezza del suono*, nelle oscillazioni alimentate, coincide sensibilmente con quella delle oscillazioni naturali, fatta però una riserva.

Essa riguarda il caso in cui — supposti sempre gli estremi fissi cioè assicurati l'uno e l'altro a sostegni robusti — le oscillazioni siano molto ampie, com'è facile ottenere trattandosi di oscillazioni persistenti alimentate. In queste condizioni, si nota nel suono un lieve accrescimento di altezza. Il fatto si spiega immediatamente giacchè la corda, avendo gli estremi fissi, è obbligata ad allungarsi in modo non trascurabile; si sviluppa allora una tensione elastica crescente con l'ampiezza, e quindi — secondo le note formole, che in seguito richiameremo — la frequenza cresce.

Il soffio continuo alimentato da una pompa rotativa usciva da un cannello di vetro convergente con un orifizio di 3 mm. circa. La *velocità dell'aria* si può determinare applicando le cosiddetta equazione di BERNOULLI per il movimento dei gas

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + v(p_2 - p_1) + H + R = 0$$

la quale richiede che si misurino la sovrappressione ($p_2 - p_1$) all'inizio della tubazione insieme con alcune altre grandezze facilmente accessibili e si valutino le perdite di carico, riunite nel termine R . Con questi, o con altri metodi, ho trovato come ordine di grandezza per le velocità nella mia esperienza $1/3$ della velocità dell'aria. Spesso però bastano velocità minori per alimentare sufficientemente le oscillazioni.

Come « corda » ho usato il filo di gomma di cui sopra, filo da cuire, filo metallico, un nastrino di tessuto di 4 mm. di larghezza, cordicella di canapa, cordicella di seta, ecc. Il filo di gomma è notevole

⁽¹⁾ A meno di piccole deviazioni che intervengono se si sovrappongono oscillazioni di torsione o di flessione.

per due circostanze. La prima riguarda la possibilità di avere vibrazioni *longitudinali*, dovute alla elasticità di allungamento: quando esse si producono, le traiettorie dei vari punti divengono inclinate rispetto all'asse del filo. La seconda circostanza, già nota (v. LANG) per le solite vibrazioni in un piano, è che la frequenza è quasi indipendente dalla tensione o dalla lunghezza che si fa assumere al filo tirandolo. La cordicella di bozzolo è pregevole per la sua perfetta omogeneità, condizione necessaria qualora si tratti di esperienze quantitative. Ho fatto anche alcune esperienze usando *corde composte*, formate cioè da tronchi di diversa densità lineare ρ , (in g/cm.). Con esse, il fenomeno generalmente è netto e facile a mantenersi solo quando si hanno vibrazioni circolari (o ellittiche), e se ne vedrà la ragione.

3. *Considerazioni dinamiche.* — Le equazioni classiche per le corde vibranti, nel caso in cui non vi siano nè attriti nè forze applicate, sono

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = V^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \end{cases}$$

con

$$(2) \quad V^2 = \frac{F}{\rho},$$

F è la tensione (pressochè costante lungo tutta la corda), ρ la densità lineare in g/cm. La corda stessa, nella sua posizione di riposo segue l'asse delle x . Di solito, si considerano solo i moti che avvengono in un piano ($z = 0$), mentre nelle nostre esperienze sono interessati tanto l'asse delle y quanto quello delle z .

Le (1) rappresentano un caso ideale, perchè non si può prescindere dallo smorzamento dovuto principalmente alla resistenza dell'aria. Quando se ne vuol tener conto, bisogna aggiungere ad ognuna delle equazioni un termine corrispondente alla dissipazione dell'energia. Per esempio, se si suppone che la resistenza sia proporzionale alla velocità, si ha

$$(1') \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{k}{\rho} \frac{\partial y}{\partial t} = \frac{F}{\rho} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}.$$

E la soluzione, invece di presentarsi sotto forma di funzione perio-

dica esprimibile in serie di FOURIER, porta un fattore esponenziale

$$e^{-\frac{2p}{k}t}$$

che denota appunto, lo smorzamento ⁽¹⁾.

Nel caso delle oscillazioni persistenti alimentate, se la alimentazione è *perfetta*, cioè se istante per istante ed elemento per elemento si fornisce l'energia necessaria a compensare le perdite, il fenomeno deve essere rappresentato esattamente da equazioni di tipo (1); nelle quali manca il termine di attrito. Così avviene appunto nei triodi ove una frazione ritmicamente controllata della forza elettromotrice generata dalla pila viene ad aggiungersi algebricamente al solito termine $r\dot{x}$ che compare nell'equazione dei circuiti oscillanti; di modo che il termine in $\dot{x}$ è nullo in ogni istante. Ma nel nostro caso non è così, giacchè il soffio agisce saltuariamente e non su tutta la lunghezza della corda. L'alimentazione procede ovviamente secondo il meccanismo seguente.

Quando il beccuccio di vetro è diretto sulla corda già scossa, un elemento di essa nel descrivere la sua traiettoria passa periodicamente davanti al beccuccio in determinati istanti. E possono darsi due casi. Se negli istanti considerati il moto è di avvicinamento, (cioè: se la velocità ha una componente diretta contro il soffio) esso viene rallentato di volta in volta e si estingue. Ma se invece la corda nel passare davanti al soffio ha una componente di allontanamento, il movimento viene favorito, cioè la velocità e la forza viva crescono: la corda riceve ritmicamente energia e le oscillazioni crescono di ampiezza finchè si stabilisce il regime. Anche qui come in altri casi si può parlare di una azione di « valvola »: cioè il moto oscillatorio stesso fa sì che la comunicazione non rigida fra sorgente costante (soffio) e sistema vibrante venga stabilita solamente a tempo e a posto opportuno.

La trattazione rigorosa del nostro caso, dal punto di vista matematico, dovrebbe esser condotta assumendo che per un tempo relativamente lungo, cioè per una buona frazione del periodo fondamentale, valga l'equazione (1'), e per un tempo minore una equazione più complicata, in cui si tenga conto della forza che il getto d'aria esercita contro l'elemento della corda che gli passa davanti. Così pure bisognerebbe procedere se si volessero studiare le oscillazioni di un pendolo conico alimentato mediante un getto d'aria, fisso nello spazio.

(1) Si noti ancora che i periodi dei singoli termini vengono ad essere leggermente alterati e non sono più esattamente multipli del periodo fondamentale; ma gli scostamenti son piccoli.

Ma nel caso della corda, si possono — almeno in uno studio approssimato — introdurre notevoli semplificazioni, osservando che le vibrazioni sono rapide e non tanto smorzate quanto si può credere a prima vista. La prima circostanza risulta evidente se si pensa a quanto si è detto sopra, cioè che la corda emette suoni; si tratta quindi di frequenze acustiche cioè di alcune centinaia di vibrazioni al minuto secondo, (ordine di grandezza ben lontano dalle oscillazioni dei pendoli). La seconda circostanza risulta dall'osservare che è vero che le oscillazioni si spengono presto, p. es. in 1 secondo, ma poichè in 1 secondo se ne compiono molte, l'ampiezza decresce di poco dall'una all'altra vibrazione.

In vista di queste circostanze, è lecito — senza allontanarsi molto dalle condizioni reali — sostituire idealmente alla alimentazione concentrata e a scatti una alimentazione uniformemente distribuita nel tempo e nello spazio, cioè applicata costantemente e su tutta la corda. E così si ritorna ad equazioni di tipo (1). Conservare la forma di una equazione non implica necessariamente che si conservi il valore dei coefficienti, e infatti coi triodi si presenta una lieve alterazione che si ripercuote nella frequenza. Ma nel nostro caso, dietro le constatazioni sull'altezza del suono, cui ho fatto cenno nel paragrafo precedente, possiamo affermare che l'alterazione, se c'è, è tale da sfuggire ad una prima osservazione. Quindi concludiamo che in periodo di regime le oscillazioni alimentate mediante un soffio d'aria sono rappresentate approssimamente dalle equazioni (1), (2). Per una trattazione più rigorosa, si potrebbero invocare i metodi che servono nei « moti perturbati ».

Dunque tutte le possibili forme di vibrazioni sono contenute nelle equazioni

$$(3) \quad \begin{cases} y = \Sigma A \sin(\omega t + a) \cos\left(\omega \frac{x}{V} + b\right) \\ z = \Sigma A' \sin(\omega' t + a') \cos\left(\omega' \frac{x}{V} + b'\right) \end{cases}$$

con ω, ω' multipli di

$$(4) \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{2\pi}{2h/V} = \frac{\pi}{h} \sqrt{\frac{F}{\rho}},$$

essendo h la lunghezza della corda.

Ben più difficile è la questione di determinare quali fra le possibili forme siano *compatibili* col modo di alimentazione e con le particolari condizioni di adescamento. Il problema matematico si può

porre come segue. Si assuma un ipotetico stato vibratorio, definito da una somma di termini, ognuno dei quali sia soluzione della (1'), e si scelgano le costanti in modo da soddisfare alle condizioni iniziali corrispondenti al particolare modo di eccitazione. All'istante $t = 0$ gli spostamenti y, z avranno certi valori y_0, z_0 funzioni di x . Sotto l'azione del soffio, che agisce per un tempuscolo breve compreso nell'intervallo $(0, T_0)$, lo stato vibratorio si modifica leggermente e all'istante T_0 è definito da y_0, z_0 , funzioni di x . Il soffio agirà nuovamente per un breve tratto dell'intervallo $(T_0, 2T_0)$, ecc. Se le successioni

$$(5) \quad \begin{cases} y_0, & y_{T_0}, & y_{2T_0}, & \dots \\ z_0, & z_{T_0}, & z_{2T_0}, & \dots \end{cases}$$

sono *convergenti*, e specialmente se lo sono rapidamente, il moto periodico si potrà considerare come persistente e quindi la soluzione (y, z) assunta come ipotesi rappresenterà uno dei casi realmente possibili. Se invece le (5) sono divergenti, non corrispondono a un fenomeno reale. Se poi qualcuna delle armoniche, dalla cui somma è costituito ogni singolo termine di (5), convergesse per proprio conto verso un valore relativamente molto piccolo questo indicherebbe che il carattere del moto si *semplifica*; il che in realtà accade spesso, come si vede dalla facilità con cui si producono le oscillazioni quasi circolari e dalla loro stabilità. Questo procedimento lusinga per la sua generalità, ma — a parte le eventuali difficoltà di calcolo — ha lo svantaggio di presentarsi più adatto a verificare che a scoprire. Molti fatti si possono invece prevedere facilmente, senza trattazione matematica.

Ad esempio, è ovvio che se il soffio si dirige in un certo punto della corda, nella vicinanza di questo non si potrà formare un nodo. Infatti, una vibrazione che avesse ivi un nodo non potrebbe venire alimentata, quindi si *spegnerrebbe* sul nascere.

Si può approfondire un poco il meccanismo di alimentazione con particolare riguardo ai *fusi a sezione circolare* generati — salvo quanto abbiamo avvertito sulle condizioni interne del filo relativamente alla torsione — da una sinusoide che ruota.

Un elemento di massa m , preso per semplicità in un ventre, si può considerare come staccato dal resto della corda, se si aggiungono le tensioni T, T' (fig. 1, a) ai suoi estremi. La risultante di T, T' sta nel piano meridiano, è normale all'asse della corda ed è proporzionale all'ampiezza della sinusoide, cioè al raggio R del

cerchio descritto dal punto M . Eguagliandola, in valore assoluto, alla forza centrifuga, si ha

$$c \cdot R = \frac{v^2}{R} m = \omega^2 R m$$

onde

$$(6) \quad \omega^2 = \frac{c}{m} = \text{cost.}$$

$$(6') \quad v = \text{cost.} \cdot R.$$

In queste condizioni, se si fa accrescere la forza viva in un modo qualunque, ω resta costante, ma crescendo v , cresce R , cioè il cerchio

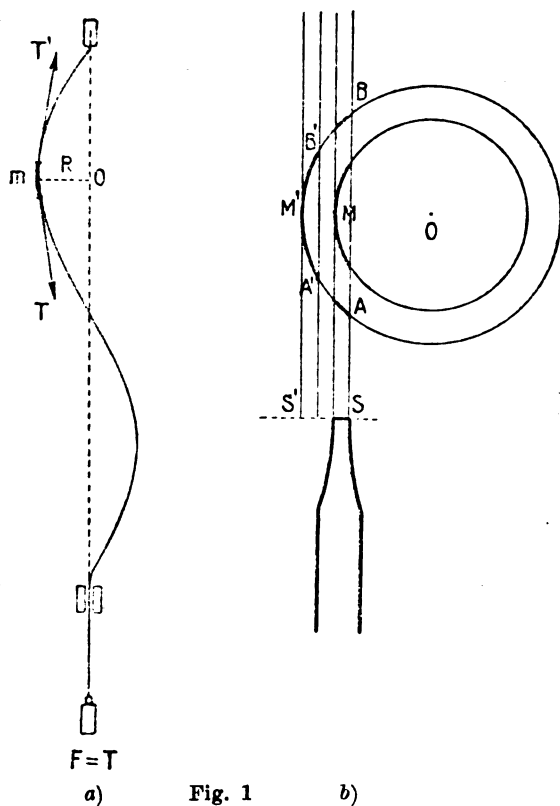


Fig. 1

si allarga e i fusi si gonfiano. L'azione del soffio, che supporremo per semplicità di ragionamento pure collocato in corrispondenza di un ventre M — quantunque ciò non sia necessario — deve esser proprio quella di far accrescere la forza viva, ossia il raggio R , mantenendo

inalterata la frequenza, che è sempre un multiplo del valore $\frac{1}{T_0}$ data da (4).

Affinchè però avvenga questo, occorre che il soffio sia *tangente* al cerchio, perchè diversamente disturberebbe la traiettoria. Supponiamo dunque di avere inizialmente un moto circolare e di dirigere il soffio in modo che sia radente (punto *M* della fig. 1, *b*). La sua azione, se è sufficientemente energica, fa crescere il raggio ed in un primo tempo abbiamo il cerchio più grande. Esso viene però colpito nei punti *A*, *B*, ed allora si deforma un poco, perchè l'azione del soffio nei punti *A*, *B*, si può decomporre in una componente tangenziale che fa accrescere la forza viva (e quindi provvede alla alimen-

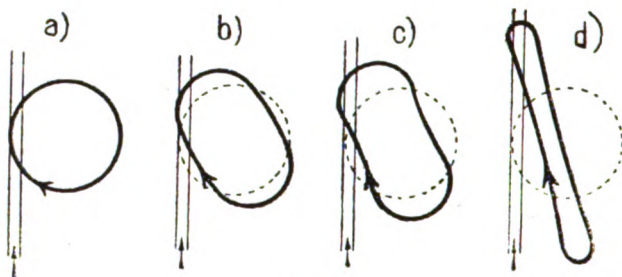


Fig. 2

tazione) e in una componente radiale. Questa in *A* cospira con la forza elastica e in *B* le contrasta, cosicchè si produrrà vicino ad *A* una insetatura e vicino a *B* un rigonfiamento. Dalla forma circolare (fig. 2, *a*) si passerà a quella ellittica (2, *b*); e se il soffio è sufficientemente intenso alla (2, *c*) o a forme ancora più appiattite (2, *d*). Tutto questo corrisponde esattamente alla realtà, come ho potuto constatare. Per non lasciare deformare la traiettoria circolare, spostiamo lentamente la linea d'azione del soffio da *S* ad *S'* (fig. 1, *b*), in modo che sia radente in *M'*. Mentre facciamo questo, la traiettoria non solo si avvia a riprendere la forma circolare, ma anche continua ad ingrandirsi perchè l'azione del soffio in *M'* è molto maggiore della somma delle azioni in *A*, *B*, com'è facile riconoscere. Con l'allungarsi però dei fusi, cresce la resistenza che la corda incontra da parte dell'aria, cosicchè ad un certo punto i fusi cessano di gonfiarsi. Arriviamo così ad un *regime stazionario* con soffio radente, e con una traiettoria che è tanto più vicina al cerchio quanto più sottile è il soffio.

La *stabilità delle oscillazioni* in queste condizioni si può pure giustificare. Supponiamo che una corda, a frequenza fondamentale 100, formi nel vibrare tre fusi a sezione circolare. Avremo 300 vibra-

zioni al secondo, cioè la corda ripassa 300 volte al secondo davanti al beccuccio. Se per una causa accidentale si disturba tale condizione di cose, sovrapponendovi per es. una vibrazione circolare $\nu = 200$, questa ha difficoltà a mantenersi perchè la corrispondente deformazione riceve dal soffio un impulso ogni tre giri, mentre la deformazione principale corrispondente a $\nu = 300$ riceve un impulso ad ogni giro. In quanto poi alle oscillazioni $\nu = 2.300$, $\nu = 3.300$,... ecc. è vero che esse possono venire aidate ritmicamente, ma è difficile che raggiungono grandi ampiezze perchè, a parità di ampiezza, l'energia da mettere in gioco è rispettivamente 2^2 , 3^2 ,... volte maggiore. Tutto sommato, è prevedibile che le oscillazioni alimentate col metodo di cui discorriamo debbano avere di solito *carattere semplice*; e così avviene appunto. In uno dei paragrafi seguenti vedremo alcune delle forme che ho incontrato più frequentemente. Esse si ottengono componendo la fondamentale e l'ottava.

Possiamo intanto renderci ragione del fatto notato in fine al § 2 per le corde composte. È già noto dallo studio delle oscillazioni piane (BOURGET), che una corda composta non possiede vere armoniche ⁽¹⁾. Potremo parlare di *false armoniche*, cioè detta ν_0 la frequenza fondamentale, si potranno presentare le frequenze

$$\nu_0, \quad 2\nu_0 + \epsilon_1, \quad 3\nu_0 + \epsilon_2, \dots$$

dove $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots$ hanno valori relativamente piccoli, ma non trascurabili. Lo stesso potrà dirsi delle oscillazioni (1), a due dimensioni. Ciò posto, ragionando come poc'anzi, si vede che se instaurata una vibrazione circolare con una certa frequenza, p. es. ν_0 , si presenta una qualche causa perturbatrice che tenderebbe per conto proprio a provocare una o più false armoniche, queste non avranno modo di svilupparsi perchè l'alimentazione ha già il ritmo ν_0 , che non concorda coi ritmi delle false armoniche. Pertanto il movimento, in questo caso, è quello semplice, con una sola frequenza (fusi ellittici, o addirittura circolari).

4) *Bilancio energetico e tentativi di verifica.* — Trascureremo nelle perdite di energia quelle proprie della corda, dovute cioè al-

(1) BOUASSE, l. c., p. 594.

Voglio notare che l'alimentazione mediante il soffio si presta per verificare nel modo più facile i risultati teorici sulle corde composte. Si hanno due tronchi di sinusoidi diverse, raceordati fra loro e rotanti insieme. I dati sperimentali, oltre alle densità lineari ρ, ρ' (g/cm.), sono le distanze nodali (diverse nei due tronchi) e le ampiezze, determinabili con un catetometro munito di micrometro oculare.

l'attrito interno, alla rigidezza etc., e scriveremo che l'energia consumata in un giro, in virtù della *resistenza dell'aria*, eguaglia esattamente quella fornita dalla sorgente, cioè del soffio. Ci limiteremo al caso tipico dei fusi a sezione circolare. Cominciamo dal lavoro resistente. Ogni punto della sinusoide (fig. 1, a) descrive un cerchio di raggio r con velocità angolare ω costante per tutti i punti e con velocità v variabile da un punto all'altro. Se i fusi sono q , si ha

$$(7) \quad \begin{cases} v = \omega r = q\omega_0 r \\ r = R \left| \sin q \frac{x}{k} \pi \right|. \end{cases}$$

Supposto che la resistenza offerta dall'aria varii con la potenza μ^{ma} della velocità, ogni elemento dx della corda deve vincere una forza tangenziale

$$kv^{\mu} \cdot dx$$

compiendo in un giro il lavoro

$$2\pi r \cdot kv^{\mu} dx.$$

Tenendo conto delle (7), ed integrando per tutta la lunghezza della corda, si ha il lavoro resistente

$$(8) \quad L = 2\pi k S_{\mu+1} \cdot q^{\mu} \omega_0^{\mu} R^{\mu+1} h$$

dove la costante

$$S_{\mu+1}$$

denota il valore medio $\sin^{\mu+1}$ nell'intervallo di mezza sinusoide. Se la traiettoria è il cerchio grande della fig. 1, b, l'energia E somministrata dal soffio tangenziale durante il breve percorso curvilineo $A'M'B'$, è data dal lavoro fatto dalla forza che il soffio esercita sulla cordicella. Indicato con $d\xi$ un tratto elementare del segmento rettilineo $A'B'$ che fa da corda all'arco $A'M'B'$, abbiamo

$$E = \int_{A'}^{B'} f d\xi.$$

La forza f dipende essenzialmente dalla velocità relativa ($u - v$) della corda rispetto al soffio. Ma abbiamo già detto (§ 2), che la velocità u del soffio si aggira intorno ai 100 m/sec, mentre dai dati che riporteremo sotto si vedrà che la velocità della corda non arriva

alla decima parte. Pertanto v , in un calcolo approssimato, si può trascurare di fronte ad u , cosicchè

$$f = F(u).$$

Se il getto d'aria lungo il tratto $A'B'$ ha sezione costante, la velocità u è costante (teorema di LEONARDO DA VINCI, caso particolare dell'equazione di continuità) e l'integrale si riduce semplicemente a

$$f \cdot A'B'.$$

In ogni caso, varrà la stessa espressione assumendo per f un valore medio che si può supporre sensibilmente invariabile da un caso all'altro se — come io operavo — si provvede a mantenere inalterata la distanza fra il beccuccio e il punto M' . In quanto ad $A'B'$, denotando con s la larghezza costante del soffio, cioè la saetta dell'arco $A'M'B'$, se s è molto piccolo di fronte al raggio R del cerchio, cioè se il soffio è veramente radente, si ha

$$A'B' = \sqrt{8sR}.$$

Nel caso contrario, si dovrà ricorrere alla formula esatta

$$A'B' = 2\sqrt{s(2R-s)},$$

che si può anche scrivere

$$(9) \quad A'B' = \sqrt{8s'R}$$

intendendo con s' la « larghezza ridotta » del soffio

$$(10) \quad s' = s \left(1 - \frac{s}{2R} \right).$$

Così l'energia acquistata dalla corda è data da

$$(11) \quad E = f\sqrt{8s'R}.$$

Il confronto (8), (11) fornisce l'equazione del bilancio

$$(12) \quad 2\pi k S_{\mu+1} q^{\mu} \omega_0^{\mu} R^{\mu+1} h = f\sqrt{8s'R}$$

la quale, mettendo per ω_0 il suo valore (4) e ricordando la definizione (11) di s' diviene

$$(12') \quad \Phi = \frac{R^{\mu+\frac{1}{2}}}{\sqrt{1-\frac{s}{2R}}} = \frac{\sqrt{8}}{2\pi^{\mu+1} S_{\mu+1}} \cdot \frac{f\sqrt{s}}{k} \cdot \frac{\mu}{2} \cdot \frac{h^{\mu-1}}{q^{\mu} F^2}.$$

Per semplicità di scrittura, Φ denota il primo membro dell'equazione.

Se vogliamo andare avanti, dobbiamo specificare ulteriormente l'ipotesi sulla resistenza dell'aria. Qui alle incertezze solite nelle questioni di aerodinamica se ne aggiunge un'altra.

Quando la velocità angolare è bassa, si sente solo un fruscio (come nel caso della frusta); quando supera un certo valore, se le oscillazioni sono regolari, si sente il suono corrispondente alla frequenza della corda vibrante; frequenza che coincide col numero di giri al secondo. Nel primo caso, la cordicella determina solo delle perturbazioni locali nei posti per cui passa; e si può parlare veramente di resistenza passiva, pensando all'energia che viene consumata dall'aria nei moti vorticosi locali, che si spengono da sè. Nel secondo caso, si deve presumere che il movimento dell'aria acquisti un altro carattere più semplice e più vicino a quello che si ha nelle canne d'organo e negli strumenti a fiato, cosicchè la legge della resistenza deve essere diversa. Tuttavia non avendo maggiori conoscenze al riguardo, supporremo che la resistenza vari col quadrato della velocità, cioè faremo $\mu = 2$. Abbiamo allora.

$$(13) \quad \Phi = \frac{(2R)^{\frac{5}{2}}}{\sqrt{1 - \frac{s}{2R}}} = A \cdot \frac{f\sqrt{s}}{k} \rho \cdot \frac{h}{q^2 M}$$

dove A è una costante numerica ed $M = \frac{F}{981}$ sta per il peso tensore F .

Per verificare fino a che punto queste considerazioni corrispondessero ai fatti, ho eseguito alcune esperienze molto semplici, senza pretesa di grande precisione.

Tenevo costante il secondo gruppo di fattori che compaiono al secondo membro in (13) usando sempre la stessa cordicella di seta ($\rho = 0,0019$ g/cm.), lo stesso beccuccio di vetro ($s = 0,3$ cm.); curando la sua collocazione (distanza S M ovvero S' M' della fig. 1, b costante in tutte le esperienze confrontabili) e sorvegliando mediante il manometro della pompa la velocità u del getto d'aria, f è presumibilmente costante.

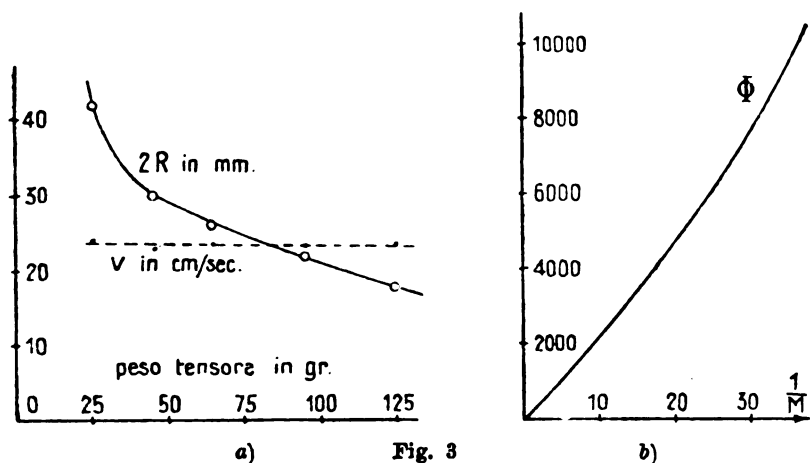
Facevo variare invece il terzo gruppo dei fattori che compaiono al 2° membro di (13), e in corrispondenza misuravo con un cannocchiale da catetometro la larghezza $2R$ dei fusi, dopo di avere spostato lateralmente il soffio dell'aria in modo da ottenere le oscillazioni più ampie (fusi larghi).

Ciò per avvicinarci il meglio possibile alle condizioni di *regime stazionario* nelle quali vale la (12'), cioè: soffio radente e traiettorie circolari. Non sempre, per altro, vi sono riuscito bene, anche perchè non è sempre facile evitare le armoniche.

1) Al variare del numero q dei fusi ($h = \text{cost} = 94 \text{ cm.}$, $M = \text{cost} = 509 \text{ g.}$)

$q = 1$	2	3	5	6	
$2R = 41$	18,4	18	8,5	7	mm.
$v = 27$	54	81	135	162	per/sec.
$v = 3,5$	3,2	3,3	3,6	3,5	m/sec.

In terza riga sono state calcolate le velocità con cui ruotano i



ventri. Secondo la (13), Φ moltiplicato per q^2 dovrebbe essere costante. A calcoli fatti, si trovano i valori:

$$\Phi q^2 = 11000 \quad 6400 \quad 6300 \quad 6100.$$

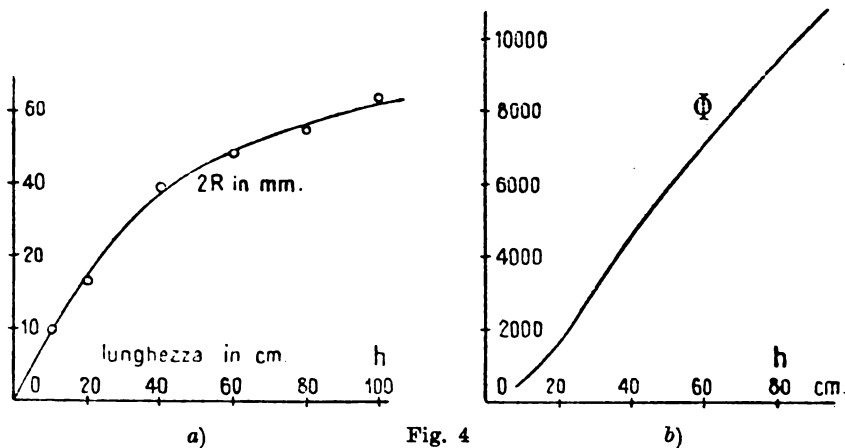
2) Al variare del peso tensore M . ($h = \text{cost.} = 100 \text{ cm.}$, $q = \text{cost.} = 1$).

I risultati immediati sono stati raccolti nella fig. 3, a; nella fig. 3, b, allo scopo di facilitare il confronto con la (13), si sono presi come ordinate i valori di Φ , e come ascisse i valori di $\frac{1}{M}$.

3) Al variare della lunghezza h ($q = \text{cost.} = 1$, $M = \text{cost.} = 25,5 \text{ g.}$).

I risultati immediati sono consegnati nella fig. 4, a; nella fig. 4, b l'ascissa è ancora h , l'ordinata è Φ .

Dai numeri e dai diagrammi si vede che la (13) si scosta dai fatti meno di quanto si sarebbe potuto temere, date le numerose semplificazioni adottate allo scopo di schematizzare. Ho fatto anche un



breve confronto fra cordicelle diverse, usate nelle stesse condizioni ($h = 60$ cm., $M = 125$, $q = 1$), e al solito con fusi a sezione quasi circolare.

filo di ferro	cordicella di seta	filo da cucire
$\rho = 24,5 \cdot 10^{-4}$ g/cm.	$19 \cdot 10^{-4}$	$5,45 \cdot 10^{-4}$
$2R = 16,5$	14,5	9,5
$\frac{\Phi}{\rho} = 46 \cdot 10^4$	$47 \cdot 10^4$	$62 \cdot 10^4$

La quasi costanza di Φ/ρ , mentre ρ varia nel rapporto 4:1, è pure spiegabile secondo la (13), giacchè se le superfici fossero somiglianti geometricamente (cilindri) e fisicamente (eguale rugosità ecc.), l'azione del soffio varierebbe dall'uno all'altra nello stesso modo che l'azione della resistenza, cioè il rapporto $\frac{f}{k}$ rimarrebbe costante. In questo caso Φ deve essere proporzionale alla densità lineare; Φ/ρ deve essere costante.

5) *Considerazioni cinematiche.* — Poichè abbiamo visto che il movimento deve essere rappresentato approssimativamente dalle (3), segue che tutti i punti descrivono approssimativamente curve chiuse, di LISSAJOUS.

Ognuna di queste curve si ottiene ponendo nelle (3), $x = \text{cost.}$ Ora se si considerano due posti diversi, cioè si danno ad x due valori costanti diversi, si ottengono due figure che in generale non sono nè simili, nè tanto meno similmente poste. Questo è appunto ciò che percepirà un osservatore che dirige la visuale lungo l'asse delle x , o in direzione un poco obliqua.

Il più semplice di tutti i casi è quello di due sole frequenze eguali fra loro:

$$\omega' = \omega = q\omega_0$$

che corrisponde acusticamente all'emissione di un suono puro. Scegliendo come si conviene le costanti a , b , b' , senza ledere le generalità le (3) si riducono a:

$$(14) \quad \begin{cases} y = A \sin \omega t \sin \frac{q\pi}{h} x \\ z = A' \sin (\omega' t + a') \sin \frac{q'\pi}{h} x \end{cases}$$

con

$$(15) \quad \omega = q\omega_0, \quad \omega' = q'\omega_0, \quad q = q'.$$

Qui y , z si annullano — qualunque sia t — per gli stessi valori di x , quindi si hanno dei nodi o dei fusi. Fissato un posto x , abbiamo due oscillazioni ortogonali dello stesso periodo, con o senza differenza di fase; dunque un moto ellittico in generale. Come casi particolari, si possono avere il rettilineo e quello circolare. Il primo, non dovrebbe presentarsi col metodo di alimentazione di cui ci occupiamo, a meno di ammettere come per le foglie (§ 1) che l'azione del soffio nell'andata prevalga su quella del ritorno. Effettivamente un movimento simile mi si è presentato pochissime volte e più con l'aspetto di una curva (fig. 2, d) molto schiacciata ma racchiudente un'area, che con quello di un vero segmento rettilineo.

Il *moto circolare* è quello tipico di cui ci siamo occupati a preferenza nei due paragrafi precedenti.

Dal punto di vista cinematico, è interessante notare che in questo caso le (14) rappresentano onde stazionarie polarizzate circolarmente, dovute alla sovrapposizione di un sistema di onde circolari progressive col sistema riflesso. Ciò si vede subito mediante i vettori giranti. Il movimento di un estremo fisso N della corda, per il fatto che N è investito da un'onda progressiva è rappresentato dal vettore rotante n' e il movimento riflesso è rappresentato dal vettore opposto n'' rotante con la stessa velocità, cosicchè il punto N sta fermo in ogni

istante (nodo). In un punto P situato ad una certa distanza dell'estremo N , l'onda progressiva arriva prima, cosicchè il movimento sarà rappresentato dal vettore rotante p' lungo quanto n , ma spostato in avanti per un certo angolo fisso φ , proporzionale alla distanza $P N$. Il movimento riflesso ritarda rispetto ad n' ed è perciò rappre-

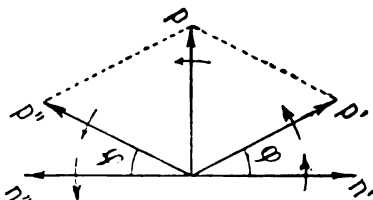


Fig. 5

sentato dal vettore p'' il quale composto con p' dà il vettore p che rappresenta il movimento di P . Il vettore p ruota con tutto il resto della figura, e la sua lunghezza ha un valore determinato (indipendente dal tempo) in ogni posto P . Questa lunghezza è una funzione sinusoidale delle distanze $P N$, cosicchè in definitiva il moto della corda coincide esteriormente con quello di un senoide che ruoti intorno all'asse.

La curva elastica, cioè la linea costituita dalla corda in un dato istante, si ottiene dalle (3) facendovi $t = \text{cost.}$ Essa in generale è gobba, ma può in particolare essere piana o in alcuni istanti, o sempre. Quest'ultimo caso avviene, per esempio, quando il moto è rappresentato da (14) — (15) giacchè il rapporto

$$\frac{z}{y} = \frac{A'}{A} \frac{\sin(\omega t + \alpha')}{\sin \omega t}$$

non dipende x .

Nella breve descrizione fatta nel § 2 parlammo delle « curve zero ». Esse si presentano nell'osservazione trasversale, cioè normale alla corda, e sono il luogo dei punti nei quali la corda apparentemente indugia in modo che la sensazione visiva — o eventualmente l'impressione fotografica — aumenti. Si supponga che la visuale diretta normalmente alla corda formi un angolo $90^\circ - \alpha$ col piano meridiano passante per y . L'osservatore proietta il fenomeno nel piano normale alla visuale, piano che forma l'angolo α con l'asse della y ; pertanto la velocità apparente sarà

$$w = \frac{\partial y}{\partial t} \cos \alpha + \frac{\partial z}{\partial t} \sin \alpha.$$

I posti x dove la velocità apparente è nulla appariranno più chiari. Pertanto le linee chiare che abbiamo chiamate « curve zero » sono definite dalla condizione

$$(16) \quad w = \frac{\partial y}{\partial t} \cos \alpha + \frac{\partial z}{\partial t} \sin \alpha = 0,$$

e varieranno di forma secondo la direzione della visuale. Associando la (16) alle (3), si hanno le equazioni parametriche delle curve considerate. È ovvio che se vi sono punti i quali hanno la velocità vera nulla, il che equivale a supporre che ci siano valori x tali che $\frac{\partial y}{\partial t}$, $\frac{\partial z}{\partial t}$ si annullino simultaneamente, i detti punti apparterranno alle « curve zero » qualunque sia il valore di α . Questo avviene, per esempio, quando si formano nodi. Nel caso di fusi a sezione circolare o ellittica, le curve considerate coincidono ovviamente col contorno apparente dei fusi. Invece nel caso in cui sussistano le (14), ma sia

$$q' \neq q$$

il fenomeno è più complicato. La (16) diviene allora

$$(17) \quad Aq \cos q_0 \omega t \cdot \sin q' \frac{\pi}{h} x \cdot \cos \alpha + \\ + \cos A' q' \cos (q' \omega_0 t + \alpha') \sin q' \frac{\pi}{h} x \cdot \sin \alpha = 0$$

i fattori dipendenti da x non sono eguali, quindi non scompaiono (come avveniva invece per $q = q'$), cosicchè se la visuale è diretta comunque (cioè $\alpha \neq 0$, $\alpha \neq 90^\circ$), l'equazione si presenta sotto la forma

$$\varphi(x, t) = 0.$$

Per ogni valore di t , si hanno uno o più valori di x , cioè uno o più punti di fermata apparente. Al variare di t con continuità, questi punti variano con continuità descrivendo le curve zero. In altri termini, qui manca un contorno apparente fisso: il punto più chiaro, o i punti più chiari, definiti da

$$w = 0$$

cioè dall'annullarsi della velocità apparente, *scivolano* lungo la corda. Se non che, quando si tratta di frequenze acustiche, interviene la persistenza delle immagini. All'istante t si abbia da (17) la soluzione $\bar{x}$; negli istanti $t + \tau$, $t + \tau, \dots$ dove τ è il periodo del fenomeno (cioè il minimo comune multiplo dei periodi $T = \frac{T_0}{q}$, $T' = \frac{T_0}{q'}$),

si ha di nuovo lo stesso valore $\bar{x}$, cosicchè ogni punto della linea $w = 0$ vien ripetuto.

In conclusione, anche quando $q \neq q'$, l'osservatore vedrà delle linee chiare fisse; ma se si trattasse di una fotografia teoricamente « istantanea » invece di una linea chiara si presenterrebbero solo uno o più punti chiari. È evidente che le stesse conclusioni varranno nel caso generale, rappresentato dalle (3).

Ma resta da spiegare come mai in alcuni casi le linee zero si spostino e si deformino (§ 2). Facciamo un'ipotesi: supponiamo che i periodi T, T' siano leggermente diversi, ad es. siano

$$T = \frac{1}{200}, \quad T' = \frac{1}{201}.$$

Facendo variare il tempo nell'intervallo $(0, T = \frac{1}{200})$ abbiamo, servendoci di (17), in corrispondenza dei valori $t_0 = 0, t_1, \dots < T$ una successione di valori $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1), \dots$ cioè una successione di punti $P_0, P_1, \dots$ che costituiscono le « curve zero » nell'intervallo $(0, T)$. Se ora aumentiamo il tempo di T , cioè consideriamo i valori

$$t_0 + T, \quad t_1 + T, \dots$$

$\cos q\omega_0 t$ riprende ordinariamente gli stessi valori perchè è una funzione a periodo T , mentre $\cos (q'\omega_0 t + a')$ prende valori un po' diversi cosicchè darà,

$$x_0 + \gamma_0, \quad x_1 + \gamma_1,$$

valori un poco diversi da quelli avuti nell'intervallo $(0, T)$. Lo stesso potrà dirsi quindi anche dei valori corrispondenti y, z . Pertanto, nell'intervallo $(T, 2T)$ avremo una « curva zero » *leggermente* diversa da quella avuta nell'intervallo precedente. Il fatto si ripeterà negli intervalli successivi; cosicchè nell'ipotesi considerata (T, T' leggermente diversi), la curva zero slitta lentamente girando intorno al fuso. Così sarebbe spiegato quel che accade di osservare in realtà, se si trattasse di armoniche elevate, perchè allora con valori q, q' grandi e poco differenti si potrebbero avere periodi T, T' pochissimo diversi. Ma si può pensare che anche le frequenze basse possano avere piccole disparità, giacchè il movimento reale è certamente più complicato di quello rappresentato da (3) (4); il quale presuppone oscillazioni piccolissime, (mentre qui sono ampie), corde perfettamente flessibili ed estensibili, assenza d'aria e di altre cause di resistenze

passive, (che modificano leggermente i periodi ⁽¹⁾); assenza di oscillazioni, di torsione ecc.

L'ulteriore studio cinematico in base alle (3) non presenta difficoltà insolite; anzi, in vista della circostanza, già notata, che il movimento — qualunque siano le condizioni iniziali — tende a semplificarsi in virtù dell'alimentazione, basterà limitarsi a combinare poche armoniche ed esaminare come variano le corrispondenti figure di LISSAJOUS al variare del parametro x . Cito solo due casi, che sono, dopo le oscillazioni con fusi circolari o ellittici, i più comuni fra quanti ho incontrato.

Il primo ha per equazione:

$$(18) \quad \begin{cases} y = a \cos \omega_0 t \cdot \operatorname{sen} \frac{\pi}{h} x \\ z = b \cos 2\omega_0 t \cdot \operatorname{sen} 2 \frac{\pi}{h} x \end{cases}$$

cioè nasce dalla combinazione della fondamentale nel piano $z=0$ con l'ottava nel piano $y=0$. Poichè y, z non si annullano mai simultaneamente (salvo agli estremi $x=0, x=h$), nessun punto della corda rimane costantemente fermo. Cessa così la distinzione netta in fusi, e lo stesso accade anche più generalmente nel caso della (14) quando è $q' \neq q$.

L'aspetto presentato dalla corda vibrante è, (fig. 6, *a*), presso a poco quello di due foglie di *agave* disposte con le concavità da parti opposte e saldate per la base. La sezione (fig. 6, *b* parabola) per $x=0$ si riduce ad un punto; si ingrandisce col crescere di x , ma va deformandosi e diventa un segmento rettilineo per $x=\frac{h}{2}$ ove l'armonica si annulla, poi ricomincia la evoluzione in senso contrario.

Le curve zero sono costituite dal luogo dei punti A_0 ed A_8 di fermata vera e da una linea di contorno apparente variabile secondo la direzione di osservazione, giacchè è formata da punti B di fermata apparente ($w=0$). La curva elastica gobba in generale, diviene piana negli istanti $t=2\frac{T_0}{16}, 4\frac{T_0}{16}, 6\frac{T_0}{16}, \dots$ a cui corrispondono i punti $A_2, A_4, A_6, \dots$ situati nei piani coordinati. Quando l'ottava è molto intensa, l'angolo fra i segmenti rettilinei A_0A_4, A_4A_8 si restringe e gli archi corrispondenti si appiattiscono soprattutto alla distanza di $\frac{h}{4}$ dagli estremi; si vedono i diversi punti vibrare quasi

(1) Vedasi nota al § 3, a proposito della (1').

secondo una V, la quale si chiude, cioè diviene un segmento rettilineo se, modificando opportunamente la posizione del getto d'aria, si riesce a far sparire del tutto la fondamentale.

L'altro caso frequente è quello definito da

$$(19) \quad \begin{cases} y = a \sin \omega_0 t \sin \pi \frac{x}{h} + b \sin 2\omega_0 t \sin 2\pi \frac{x}{h} \\ z = a \cos \omega_0 t \sin \pi \frac{x}{h} + b \cos 2\omega_0 t \sin 2\pi \frac{x}{h}. \end{cases}$$

Il moto di ogni punto della corda si può ora considerare come risultante da due moti circolari uniformi, le cui velocità angolari stiano

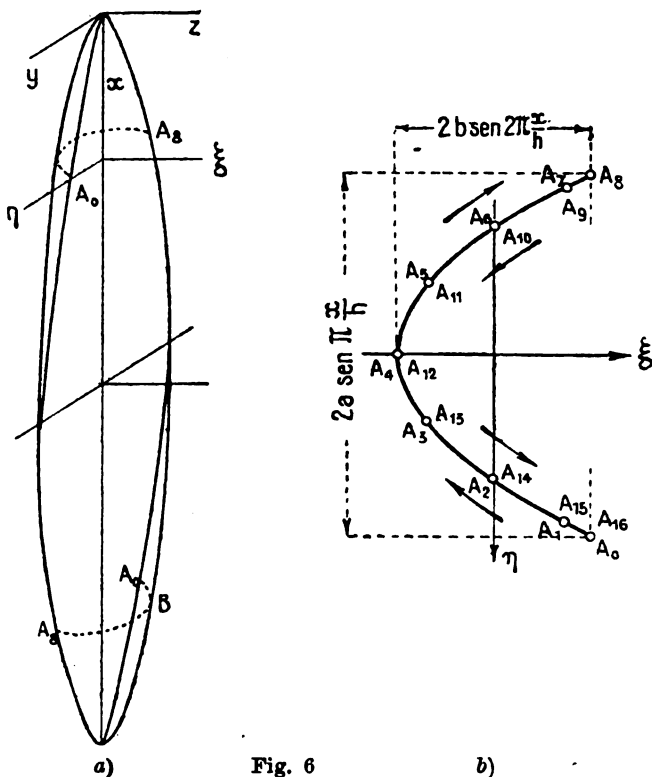


Fig. 6

come 1:2 e i cui raggi varino al variare di x . Quando l'ottava è sufficientemente sviluppata, le tre forme di traiettoria indicate nella fig. 7, che sono epicicloidì generalizzate, coesistono; e precisamente, procedendo dagli estremi ($x=0$, $x=h$) della corda verso il mezzo,

si presentano successivamente la forma 1 con un cappio, la 2 (cardioide) con una cuspidè, la 3 con una semplice incavatura; finchè arrivando alla metà della corda ($x = \frac{h}{2}$), sparisce l'ottava e si ha il solo moto circolare corrispondente al periodo fondamentale. Pertanto la superficie generata dalla corda assume l'aspetto della figura 7, a: verso gli estremi si ha la formazione di due cartocci dovuti alle traiettorie con cappio. Spostando la posizione del soffio che

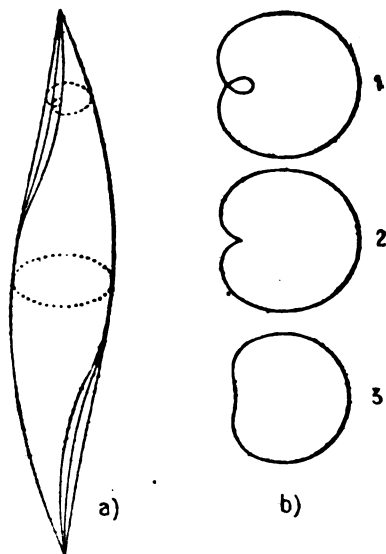


Fig. 7

alimenta le oscillazioni, o modificandone l'intensità si modifica il rapporto a/b e in conseguenza l'aspetto della figura. Quando l'armonica è poco sviluppata, le traiettorie hanno tutte la forma 3, figura 7, b, senza nè cuspidi nè cappi, spariscono i cartocci e si ritorna sostanzialmente alle oscillazioni con fusi circolari, un po' deformati.

Ripensando un momento ai problemi generali accennati in principio, vogliamo sottolineare l'importanza che hanno nelle oscillazioni persistenti i limiti dei corpi e le forze non posizionali. Il sistema vibrante (costituito qui dalla cordicella), per il fatto che è limitato può divenir sede di onde stazionarie solo per determinate frequenze

cioè — col linguaggio dell'ottica — ha uno spettro di righe ⁽¹⁾. Queste vibrazioni, una volta prodotte, si spegnerebbero se non venissero alimentate. Il soffio d'aria, quantunque sia costante e fisso nello spazio, può provvedere a ciò perchè — dato il legame non rigido che collega il beccuccio alla cordicella — la forza che questa subisce non è posizionale, cioè non dipende dalle sole coordinate di posizione. Così il sistema vibrante può appropriarsi parte dell'energia che possiede il mezzo in cui è immerso (energia cinetica del soffio) e restituirla all'ambiente sotto forma vibratoria (suoni), imponendo le proprie frequenze. Le ampiezze — e per conseguenza anche le intensità — dei suoni componenti *dipendono dalle frequenze* ⁽²⁾. Dunque le nostre esperienze forniscono un esempio di attuazione del seguente processo. *Un sistema limitato, deformandosi, fa entrare in gioco forze non posizionali; in virtù di esse, il sistema assorbe energia dall'ambiente e la trasforma in energia vibratoria che si propaga per onde stazionarie nel sistema stesso, e per onde progressive nel mezzo ambiente.*

*Istituto di fisica tecnica della R. Scuola d'Ingegneria.
Palermo, febbraio 1927.*

⁽¹⁾ *Teorema di Clebsch* (1862). Riportato in Chwolson, ediz. francese, 1908 (p. 916 dell'acustica).

⁽²⁾ Esempio: equazione (12), considerata come una relazione fra $\omega = q\omega_0$ ed R .

SISTEMI TRIANGOLARI NON EQUILATERI DI RUTHERFORD-BOHR

Memoria di UMBERTO CRUDELI

La non esistenza di sistemi neutri triangolari non equilateri di RUTHERFORD-BOHR, uniformemente rotanti, i quali siano provvisti di cariche fra loro eguali su due vertici ed ivi anche di masse (implicitamente invariabili) fra loro eguali, nella ipotesi delle azioni mutue coulombiane, fu da me stabilita in un lavoro comparso nel « Nuovo Cimento » del 1925 ⁽¹⁾. Siccome lo studio dei sistemi triangolari di RUTHERFORD-BOHR ha notevole importanza per la ricerca di modelli dell'atomo d'elio, vogliamo qui mostrare a quali risultati può condurre l'ipotesi *generale* dell'azione mutua avente la direzione della retta che unisce i due punti-agenti e la misura dipendente dal prodotto delle corrispondenti cariche per l'inversa di una potenza (cioè per una potenza con esponente *negativo*) della mutua distanza.

Denotando con m la grandezza delle masse relative ai due vertici provvisti di cariche uguali e con M quella inerente all'altro vertice (il quale verrà detto *nucleo*), vedremo che, rinunciando all'ipotesi coulombiana, emerge la esistenza di sistemi triangolari neutri non equilateri di RUTHERFORD-BOHR uniformemente rotanti, provvisti su due vertici tanto di cariche quanto di masse uguali, *non compatibilmente però con valori del rapporto $\frac{m}{M}$ inferiori all'unità*.

In pari tempo, profitteremo di cotesta ricerca per esporre (in conformità) una *trattazione generale* dei sistemi triangolari di RUTHERFORD-BOHR, in equilibrio relativo, provvisti di cariche fra loro eguali su due vertici ed ivi anche di masse fra loro eguali, nella supposizione poi che si vogliano fra loro diseguali i lati che uniscono il terzo vertice coi due predetti; trattazione, pertanto, che verrà a contenere, come caso particolare, quello coulombiano svolto nella mia Memoria del « Nuovo Cimento » del 1925.

Da ultimo vedremo (ferma restando l'impostazione della ricerca) la *non esistenza* di sistemi neutri non equilateri del predetto

⁽¹⁾ N. 3, pag. 225.

tipo, uniformemente rotanti, compatibili con valori di $\frac{v}{M}$ inferiori all'unità.

• • •

Premettiamo di avere dimostrato altrove ⁽¹⁾ che ogni sistema triangolare di RUTHERFORD-BOHR in equilibrio relativo ha necessariamente il piano dei tre punti-agenti passante per l'asse di rotazione.

Denoteremo, in cotesto piano, con $P_1(-u, 0)$ il vertice occupato dal nucleo, con $P_2(\alpha, \beta)$ e $P_3(\gamma, -\delta)$ gli altri due vertici; inoltre, nel nostro caso, con E ed e le cariche (in valore assoluto) rispettivamente del punto P_1 e dei punti P_2, P_3 . Ne segue che le fondamentali equazioni dell'equilibrio relativo si riducono per noi alle seguenti:

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} Mu\omega^2 - E(e(u+\alpha)\varphi_{12} + e(u+\gamma)\varphi_{13}) = 0 \\ m\alpha\omega^2 - e(E(u+\alpha)\varphi_{12} + e(\alpha-\gamma)\varphi_{23}) = 0 \\ m\gamma\omega^2 - e(E(u+\gamma)\varphi_{13} - e(\alpha-\gamma)\varphi_{23}) = 0 \\ \beta\varphi_{12} - \delta\varphi_{13} = 0 \\ E\beta\varphi_{12} + e(\beta+\delta)\varphi_{23} = 0, \end{array} \right.$$

poichè la sesta (non scritta) può ottenersi sottraendo, membro a membro, dalla quinta la quarta moltiplicata per E . La $\varphi_{rs} = \varphi_{sr}$ ($r \neq s$; $r, s = 1, 2, 3$) designa, della distanza che intercede fra P_r e P_s , una funzione positiva ove l'azione mutua fra questi due punti sia di attrazione, negativa nel caso contrario.

Dalle (1), mediante il procedimento da me tenuto nella precedente Memoria del « Nuovo Cimento » (1925, pagg. 227-28), segue, come allora dimostrai,

$$\alpha\beta - \gamma\delta = 0;$$

relazione che — giova per incidenza notarlo — sussiste sotto qualunque ipotesi relativa alla dipendenza della φ_{rs} dalla mutua distanza fra i punti P_r e P_s (anche, dunque, se cotesta ipotesi non fosse quella dell'inversa di una potenza della distanza in discorso).

Essendo esclusa la eventualità dei tre punti allineati ed osservando che, mediante sottrazione membro a membro della seconda e della terza delle (1) dalla prima, viene

$$uM = m(\alpha + \gamma),$$

⁽¹⁾ *Sui moti stazionari nella dinamica elettronica*. Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, 2° sem. 1924, pag. 241.

si vede facilmente che il sistema (1) equivale al seguente:

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha\beta = \gamma\delta \\ uM = m(\alpha + \gamma) \\ -\alpha\varphi_{12} = k(\alpha + \gamma)\varphi_{22} \\ -\beta\varphi_{12} = k(\beta + \delta)\varphi_{22} \\ -m\alpha\beta\omega^2 = e^2 \{ \delta(u + \alpha) + \beta(u + \gamma) \} \varphi_{22}, \end{array} \right.$$

dove $k = \frac{e}{E}$. D'altra parte, poichè α e β sono diverse da zero, non potendo a motivo della esclusione dei tre punti allineati, annullarsi, stante le (2), nessuna delle quattro quantità α , β , γ , δ , è lecito porre

$$(3) \quad \varepsilon = \frac{u}{\alpha}, \quad \lambda = \frac{\gamma}{\alpha}, \quad \mu = \frac{\delta}{\beta}, \quad \nu = \frac{\beta}{\alpha};$$

con che il sistema (2) diventa

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \lambda\mu = 1, \quad \varepsilon M = m(1 + \lambda) \\ -\varphi_{12} = k(1 + \lambda)\varphi_{22}, \quad -\varphi_{12} = k(1 + \mu)\varphi_{22} \\ -m\omega^2 = e^2 \{ \lambda + \mu + \varepsilon(1 + \mu) \} \varphi_{22}. \end{array} \right.$$

Ora, designando con l_2 ed l_s le lunghezze rispettivamente dei lati $P_1 P_3$ e $P_1 P_2$, si osservi che per noi

$$\frac{\varphi_{12}}{\varphi_{22}} = \frac{l_2^{1-h}}{l_s^{1-h}},$$

essendo h negativo (uguale al numero -2 nell'ipotesi delle azioni mutue coulombiane); quindi

$$(5) \quad \frac{l_2^{1-h}}{l_s^{1-h}} = \frac{1 + \lambda}{1 + \mu} = \lambda.$$

Pertanto, ponendo

$$(6) \quad p = \frac{2}{1-h},$$

avremo

$$l_2^2 = \lambda^p l_s^2;$$

ovvero

$$(u + \alpha)^2 + \beta^2 = \lambda^p \{ (u + \gamma)^2 + \delta^2 \},$$

talchè

$$(1 + \varepsilon)^2 + \nu^2 = \lambda^p \{ (\varepsilon + \lambda)^2 + \mu^2 \nu^2 \};$$

per cui, tenendo presente la prima delle (4), avremo

$$(7) \quad (1 - \lambda^{2-p})\nu^2 = \lambda^2 \{ (1 + \varepsilon)^2 \lambda^{-p} - (\lambda + \varepsilon)^2 \}.$$

Non ometteremo di osservare subito che nel caso $\lambda = 1$ la (7) diventa un'identità. Però con $\lambda = 1$ si ha pure $\mu = 1$; in cotesto caso (che noi qui naturalmente escluderemo) il triangolo è isoscele con $P_1 P_2 = P_1 P_3$, equilatero se $k = \frac{1}{2}$, equilatero dunque se neutro (per $\lambda = 1$) ⁽¹⁾. La esclusione in discorso mi permetterà di stabilire la relazione *necessaria e sufficiente* per la esistenza del cercato sistema in moto rotatorio uniforme, la quale intercede fra il rapporto delle cariche, quello delle masse, il rapporto λ ed il parametro p , nella ipotesi dunque che i lati $P_1 P_2$ e $P_1 P_3$ si vogliano fra loro disuguali.

Denotando con l_1 la lunghezza del lato $P_2 P_3$, avremo intanto ⁽²⁾

$$\begin{aligned} l_1^2 &= (\alpha - \gamma)^2 + (\beta + \delta)^2 = \\ &= \beta^2 + (1 + 2\lambda)\delta^2 + (\alpha - \gamma)^2. \end{aligned}$$

⁽¹⁾ Sistemi triangolari isosceli come sopra (in equilibrio relativo) furono da me trattati, nella ipotesi delle azioni mutue coulombiane, in una Nota dei Rendiconti della R. Accad. dei Lincei (1° sem. 1925, pag. 371). Il caso particolare del triangolo equilatero figura nella mia Nota della R. Accad. dei Lincei del 2° sem. 1924, pag. 242; esso poi trova incidentalmente una trattazione più generale in una mia Memoria in corso di stampa nei Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo relativa a ricerche d'instabilità del moto rotatorio uniforme di sistemi triangolari di RUTHERFORD-BOHR, nella quale vengono anche considerate azioni mutue non coulombiane.

⁽²⁾ Quantunque la espressione $(\alpha - \gamma)^2 + (\beta + \delta)^2$ del quadrato della lunghezza l_1 sia ottenibile mediante diretta applicazione d'una formula elementare di geometria analitica (distanza di due punti), giova la conoscenza di altri elementi di particolare importanza. Precisamente: si osservi che di certo esiste il punto (diciamolo Q) d'incontro del lato $P_2 P_3$ con la normale condotta per P_1 all'asse di rotazione, poichè β e δ hanno segni fra loro eguali essendo $\frac{\beta}{\delta} = \frac{1}{\mu} = \lambda$, il quale è positivo stante la (5); si denotino poi con Q_2 e Q_3 rispettivamente i piedi delle perpendicolari abbassate da P_2 e da P_3 sulla predetta normale. Il rapporto $\frac{QP_2}{QP_3}$ eguaglia λ , poichè

$$\frac{QP_2}{QP_3} = \frac{\beta}{\delta} = \frac{1}{\mu} = \lambda.$$

Dall'essere inoltre

$$\overline{QQ_2} = \lambda \overline{QQ_3}, \quad (\overline{QQ_2} + \overline{QQ_3})^2 = (\alpha - \gamma)^2,$$

seguono

$$\overline{QQ_2}^2 = \frac{\lambda^2(\alpha - \gamma)^2}{(1 + \lambda)^2}, \quad \overline{QQ_3}^2 = \frac{(\alpha - \gamma)^2}{(1 + \lambda)^2}.$$

D'altra parte, non omettendo di osservare che la specie di elettricità inerente alla carica E va ritenuta contraria a quella relativa alle cariche e , la relazione

$$-\varphi_{12} = k(1 + \lambda)\varphi_{22},$$

che figura fra le (4), si traduce per noi nella seguente:

$$l_1^{1-\lambda} = k(1 + \lambda)l_2^{1-\lambda},$$

ovvero

$$l_1^2 = k^p(1 + \lambda)^p l_2^2;$$

quindi

$$\beta^2 + (1 + 2\lambda)\delta^2 + (\alpha - \gamma)^2 = k^p(1 + \lambda)^p \{ (u + \gamma)^2 + \delta^2 \},$$

talchè

$$(8) \quad v^2 + (1 + 2\lambda)\mu^2 v^2 + (1 - \lambda)^2 = k^p(1 + \lambda)^p \{ (\varepsilon + \lambda)^2 + \mu^2 v^2 \}.$$

Come già abbiamo osservato in calce, il parametro λ è positivo; dall'essere λ positivo segue poi che sono positivi anche μ ed ε [vedansi le due relazioni in prima linea delle (4)], senza omettere di notare che, ove si volesse includere anche il caso (caso limite) di assenza di trascinamento del nucleo, la ε al limite sarebbe nulla (limite preso col tendere di M ad infinito). Pertanto la espressione di v^2 che si ricava dalla (7) risulta effettivamente positiva, tenendo inoltre presente che p e $2-p$ sono positivi. Sostituendo cotesta espressione di v^2 nella (8) ed ivi anche $\frac{1}{\lambda}$ al posto di μ potremo scrivere

$$(9) \quad (1 + \lambda)^2 \{ (1 + \varepsilon)^2 - \lambda^p(\lambda + \varepsilon)^2 \} + \lambda^p(1 - \lambda)^2(1 - \lambda^{2-p}) = \\ = k^p(1 + \lambda)^p \{ (1 + \varepsilon)^2 - \lambda^2(\varepsilon + \lambda)^2 \}.$$

Quindi, nella nostra naturale ipotesi di λ diverso dall'unità si ottiene

$$(10) \quad k^p = \frac{(1 + \lambda)^2 \{ (1 + \varepsilon)^2 - \lambda^p(\lambda + \varepsilon)^2 \} + \lambda^p(1 - \lambda)^2(1 - \lambda^{2-p})}{(1 + \lambda)^p \{ (1 + \varepsilon)^2 - \lambda^2(\varepsilon + \lambda)^2 \}}.$$

Facilmente si vede che il secondo membro della (10) è positivo, non omettendo di ricordare che i parametri λ , p e $2-p$ sono positivi ed ε in ogni caso non è negativo (nullo nel caso di assenza di trascinamento del nucleo).

Ora, ponendo

$$x = \frac{m}{M},$$

poi osservando che

$$(11) \quad \varepsilon = x(1 + \lambda),$$

avremo

$$(12) \quad k^p = \frac{(1+\lambda)^2 \{ [1+\kappa(1+\lambda)]^2 - \lambda^p [\lambda + \kappa(1+\lambda)]^2 + \lambda^p (1-\lambda)^2 (1-\lambda^{2-p}) \}}{(1+\lambda)^p \{ [1+\kappa(1+\lambda)]^2 - \lambda^2 [\lambda + \kappa(1+\lambda)]^2 \}}.$$

La (12) esprime la cercata *relazione fra il rapporto delle cariche, quello delle masse, il rapporto λ ed il parametro p* , nella ipotesi che i lati $P_1 P_2$ e $P_1 P_3$ si vogliano fra loro diseguali (cioè λ diverso dall'unità). Una volta assegnati il valore del rapporto positivo λ (diverso dall'unità), del rapporto non negativo κ e del parametro p (parametro compreso fra zero e due), la suddetta (12) porge il corrispondente valore di k ; mentre la (11) permette di calcolare ε . Dalla $\lambda\mu = 1$ avremo μ , e dalla (7) il valore di v^2 . Infine l'ultima delle (4), intendendo pure assegnati m ed e , fornisce ω . Poi, nella ipotesi di avere inoltre assegnato una delle quantità α , β , γ , δ , ν , otterremo le rimanenti di esse, dopo avere estratta la radice di v^2 e ricordate le (3).

La (12) esprime, dunque, la *condizione necessaria e sufficiente* per la esistenza del cercato sistema in movimento rotatorio uniforme.

Mi propongo adesso di mostrare che, rinunziando alla ipotesi coulombiana, emerge la esistenza di sistemi triangolari neutri di RUTHERFORD-BOHR non equilateri, uniformemente rotanti, provvisti su due vertici tanto di cariche quanto di masse uguali, *non compatibilmente però con valori del rapporto $\frac{m}{M}$ inferiori all'unità*.

Giova subito comunque rilevare, mediante opportuna dimostrazione, che la rinunzia alla ipotesi coulombiana, cioè alla scelta $h = -2$, *non* conduce alla predetta esistenza per *qualsiasi* altro valore del parametro negativo h . Basta porre $-h$ genericamente fra zero e 3, cioè [stante la (6)] il p fra 2 ed $\frac{1}{2}$, per constatare la cosa. Invero, la (9) può scriversi

$$(18) \quad A(1+\varepsilon)^2 + B(1+\varepsilon) + C = 0,$$

dove

$$\begin{cases} A = (1+\lambda)^p \{ (1-\lambda^p)(1+\lambda)^{2-p} + k^p(\lambda^2-1) \} \\ B = 2\lambda^p(1-\lambda)(1+\lambda)^p \{ (1+\lambda)^{2-p} - k^p\lambda^{2-p} \} \\ C = \lambda^p(1-\lambda)^2 \{ 1-\lambda^{2-p} + (1+\lambda)^p [k^p\lambda^{2-p} - (1+\lambda)^{2-p}] \}; \end{cases}$$

d'altra parte essa (9), com'è naturale, si conserva scambiandovi λ

con $\frac{1}{\lambda}$ ed ε con $\frac{\varepsilon}{\lambda}$; *potremo dunque qui limitarci alla considerazione dei valori di λ superiori all'unità.* Ora, per $k = \frac{1}{2}$ (come richiede il sistema neutro) e per $\lambda > 1$, risultano $B < 0$ e $C < 0$; quindi, tenendo presente la (13), dovrebbe essere $A > 0$ anche con $\frac{1}{2} \leq p < 2$. Invece

$$(14) \quad 2^p(1 - \lambda^p)(1 + \lambda)^{2-p} + \lambda^2 - 1$$

(in cui λ viene supposto superiore all'unità) ha intanto valore negativo per $p = \frac{1}{2}$; come può vedersi scrivendo l'espressione in discorso, per $p = \frac{1}{2}$, così

$$(1 + \lambda)(1 - \sqrt{\lambda}) \{ \sqrt{2(1 + \lambda)} - (1 + \sqrt{\lambda}) \}$$

ed osservando che dei radicali va preso il valore aritmetico. Inoltre, la (14), considerata come funzione di p , ha la derivata negativa; all'uopo si osservi che cotesta derivata viene

$$2^p(1 + \lambda)^{2-p} \left\{ (\lambda^p - 1) \log \left(\frac{1 + \lambda}{2} \right) - \lambda^p \log \lambda \right\}$$

e che

$$1 < \frac{1 + \lambda}{2} < \lambda.$$

La (14) risulta dunque di certo negativa per $p \geq \frac{1}{2}$. Incidentalmente questa dimostrazione pone in luce, come caso particolare ($h = -2$, cioè $p = \frac{2}{3}$), la non esistenza di sistemi triangolari neutri di RUTHERFORD-BOHR non equilateri, uniformemente rotanti, i quali su due vertici siano provvisti tanto di masse quanto di cariche uguali, nella ipotesi delle azioni mutue coulombiane; non esistenza che fu già mostrata, con altro procedimento, nella mia Memoria del « Nuovo Cimento » del 1925.

Ora veniamo a dimostrare che può scegliersi — h abbastanza grande da mettere in luce la corrispondente esistenza di sistemi triangolari neutri non equilateri del tipo superiormente cennato.

Si osservi, anzitutto, che, dovendo porre $k = \frac{1}{2}$ ed essendo allora $B < 0$ e $C < 0$ (la scelta $\lambda > 1$, com'è noto, non costituisce qui per noi restrizione), dovremo avere $A > 0$ stante la (13). Per cui, ri-

solviendo la (13) rispetto ad $1 + \varepsilon$ e tenendo presente che $1 + \varepsilon$ deve essere superiore all'unità (dopo avere scartato la posizione $\varepsilon = 0$, posizione che — per ragioni qui appresso manifeste — non è compatibile con $k = \frac{1}{2}$ nella presente trattazione, la quale esclude i triangoli equilateri), vengono le relative condizioni necessarie e sufficienti

$$A > 0, \quad A + B + C < 0.$$

Si vede facilmente che può prendersi — h grande in modo, cioè p così prossimo a zero, che codeste condizioni risultino soddisfatte comunque venga prefissato il valore di $\lambda > 1$; l'asserto risulta pertanto provato.

Rimane da mostrare (al solito con h negativo) che i sistemi triangolari neutri di RUTHERFORD-BOHR non equilateri, uniformemente rotanti, provvisti di cariche fra loro eguali su due vertici ed ivi anche di masse fra loro eguali, *non sono compatibili con valori del rapporto $\kappa = \frac{m}{M}$ inferiori all'unità.*

Risolvendo la (13) rispetto ad $1 + \varepsilon$ ed esprimendo il rapporto $\kappa = \frac{e}{1 + \lambda}$ come inferiore all'unità, viene

$$(15) \quad A(2 + \lambda)^2 + B(2 + \lambda) + C > 0,$$

dopo avere naturalmente ricordato la scelta $\lambda > 1$ (qui per noi, com'è noto, non restrittiva) e la condizione necessaria $A > 0$ (essendo ancora $k = \frac{1}{2}$). Come tosto vedremo, la (15) nel presente caso costituisce un assurdo.

Intanto, per noi, il primo termine della (15) può scriversi

$$(I) \quad (1 - \lambda^p (1 + \lambda)^2 (2 + \lambda)^2 + (\lambda^2 - 1)(2 + \lambda)^2 \left(\frac{1 + \lambda}{2}\right)^p).$$

Il secondo termine della (15) stessa viene

$$(II) \quad 2(\lambda - 1)(2 + \lambda) \left\{ \lambda^2 \left(\frac{1 + \lambda}{2}\right)^p - \lambda^p (1 + \lambda)^2 \right\}.$$

Infine il terzo termine di essa (15) può scriversi

$$(III) \quad \lambda^p (\lambda - 1)^2 \{ 1 - \lambda^{2-p} + \lambda^2 m^p - (1 + \lambda)^2 \},$$

avendo posto

$$m = \frac{1 + \lambda}{2\lambda}.$$

Quindi, sommando (I) con (II) e con (III), poi dividendo per $(\lambda - 1)\lambda^p$, basterà mostrare la seguente disuguaglianza:

$$(16) \quad \frac{(1+\lambda)^2(2+\lambda)^2}{\lambda-1}(\lambda^{-p}-1) + (1+\lambda)(2+\lambda)^2m^p + \\ + 2(2+\lambda)\{\lambda^2m^p - (1+\lambda)^2\} + (\lambda-1)\{\lambda^2(m^p - \lambda^{-p}) - \lambda(2+\lambda)\} < 0.$$

Si osservi che, se p fosse suscettibile del valore zero, il primo membro della (16) sarebbe nullo per cotesto valore. D'altra parte, essendo m cioè

$$\frac{1+\lambda}{2\lambda} < 1$$

ed avendosi, stante $\lambda > 1$,

$$\frac{(1+\lambda)^2(2+\lambda)^2}{\lambda-1} > (\lambda-1)\lambda^2 > 0,$$

il primo membro della (16), considerato come funzione di p , ha derivata negativa. La (16) pertanto, risultando stabilita, mostra il cennato assurdo.

Messina, gennaio 1927.

SULLE CORRENTI TERMOELETTRICHE ACCIDENTALI NEL BISMUTO

Nota del Dott. G. TODESCO

1. Il prof. MAJORANA ha descritto recentemente ⁽¹⁾ una interessante esperienza eseguita con un amplificatore a quattro valvole termojoniche. Il filamento e la griglia della prima lampada sono posti in circuito con una bobina piatta di elevata resistenza, fornita di un nucleo cavo nel quale si introduce un cilindretto di bismuto dello spessore di circa un mm. Se si illumina una delle faccie del dischetto con un intenso fascio di luce solare opportunamente concentrato e periodicamente interrotto mediante un disco a fori, si ascolta al telefono connesso col quarto audion, il suono corrispondente alla velocità di rotazione del disco a fori. Il fenomeno è di delicata osservazione ed il prof. MAJORANA ha indicato quali sono gli accorgimenti sperimentali da prendere per la sua netta constatazione. Circa la causa del fenomeno stesso, un esame accurato delle modalità con cui esso si presenta, lo ha condotto alla seguente interpretazione. Il fenomeno è dovuto ad un'azione termica della luce la quale provoca, plausibilmente, il passaggio di una corrente elettrica lungo le regioni periferiche del dischetto o dell'anello di bismuto in esame. Tale corrente pulsa al pulsare della luce per il girare del disco a fori e quindi dà luogo ad azione induttiva elettromagnetica periodica nelle spire dell'avvolgimento della bobina, col ritmo corrispondente alla velocità di rotazione del disco. Il processo di cristallizzazione dopo la fusione, del bismuto, crea con ogni probabilità delle dissimmetrie nella struttura del cilindretto, localizzate in speciali regioni della massa di questo. La distribuzione di tali regioni è verosimilmente legata alla formazione di speciali f. e. m. termoelettriche, occasionate dal raggio periodicamente interrotto.

Una traccia di effetto fu osservata anche per dischetti od anelli di Zn.

⁽¹⁾ Q. MAJORANA: *Due nuove esperienze con l'audion*. Questo Periodico, n. 5, nuova serie, 1926.

2. Ottenuto il cortese assentimento del prof. MAJORANA, ho eseguito la seguente esperienza, nell'intento di mettere in rilievo l'azione elementare del fenomeno termoelettrico in esame ed avere così qualche maggior ragguaglio sulla sua causa intima.

Fra i poli di un buon magnete fisso ⁽²⁾, ho sospeso opportunamente l'anello di bismuto mediante un filo metallico di torsione che lo mantiene in posizione conveniente rispetto al campo (dimensione maggiore dell'anello parallela alle linee di forza). Il sistema mobile porta uno specchietto per la lettura delle deviazioni ed uno smorzatore a liquido. Il manifestarsi di una corrente nell'anello in seguito all'azione calorifica del raggio luminoso, deve tradursi in una rotazione dell'anello stesso. Infatti si ottiene una notevole deviazione dell'indice luminoso sulla scala quando si concentra sull'anello, in un punto della sua periferia, la luce di una sorgente anche modesta (lampada elettrica da 100 candele).

L'apparecchio descritto si presta bene, per la sua semplicità e comodità di uso, a ricercare le varie modalità del fenomeno in esame; ed ho riconosciuto così facilmente che:

a) L'effetto è presentato oltre che dal bismuto e dallo zinco, anche dall'antimonio, dal cadmio e dallo stagno. Per quanto riguarda l'intensità della corrente termoelettrica ottenibile, a parità di ogni altra condizione, i metalli suddetti si scrivono in questo ordine: *Bi, Sb, Cd, Zn, Sn*.

b) Se si fa scorrere mediante la lente il puntino luminoso sulla periferia dell'anello, si trovano regioni di esso che danno deviazioni nei due sensi e regioni intermedie di deviazione nulla. La distribuzione di queste regioni che illuminare danno corrente in un senso o nell'altro, è puramente accidentale e varia da campione a campione.

c) L'intensità della corrente che percorre l'anello quando si illumina uno dei punti della sua periferia, può essere facilmente valutata. A tal uopo, nella parte posteriore del supporto di ebanite che sorregge l'anello e lungo il suo contorno, si fissa in maniera opportuna una spira di filo circolare uno dei cui estremi viene posto in comunicazione metallica con la testa di torsione dell'apparecchio e l'altro è saldato all'asticciola metallica dello smorzatore il quale pesca in un bicchierino che, per questa esperienza, contiene una soluzione di solfato di rame. È possibile allora, mediante due serrafili

(²) La scelta di un magnete permanente, anziché di una elettrocalamita, è sembrata opportuna giacché, usando campi molto intensi, l'effetto che si vuol mettere in rilievo potrebbe essere perturbato dal notevole diamagnetismo del bismuto e da altri effetti termomagnetici noti (ad es. l'effetto Corbino).

opportunamente fissati all'apparecchio, inviare nella spira una corrente di intensità regolabile dall'esterno ed ho riconosciuto con questo mezzo che, per compensare la deviazione ottenuta, illuminando in un certo punto della sua periferia, un dato anello di bismuto (diametro: 11 mm., spessore: 3 mm., foro centrale: 5 mm.), occorre inviare nella spira, a parità di ogni altra condizione, una corrente in senso contrario, dell'intensità di circa 1,5 milliampères.

I risultati surriferiti confermano che l'effetto trovato dal prof. MAJORANA, è causato da correnti termoelettriche accidentali che prendono origine fra le diverse parti costituenti il metallo dell'anello, le quali, pur avendo struttura chimica identica, sono da ritenersi *fisicamente* eterogenee per dissimetrie *preesistenti* nel metallo, attribuibili con ogni probabilità a diverso assettamento dei cristalli elementari durante la fusione e successivo raffreddamento.

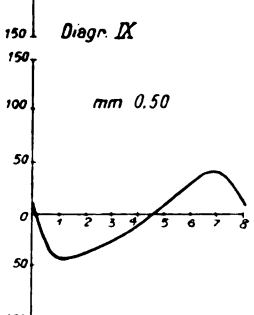
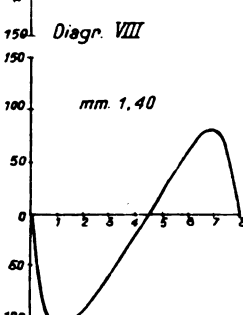
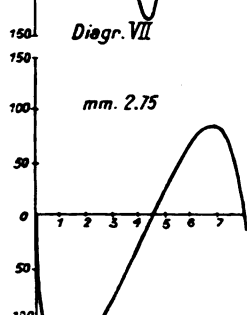
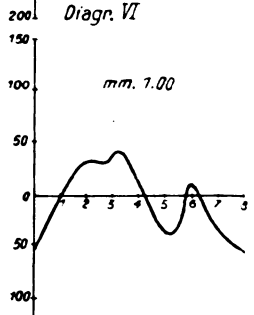
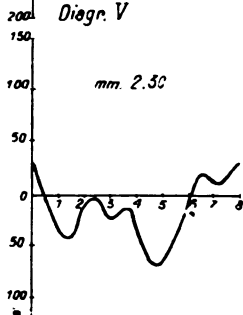
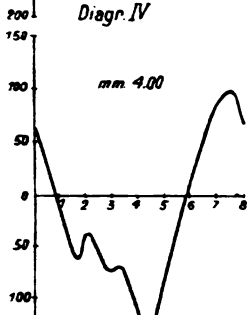
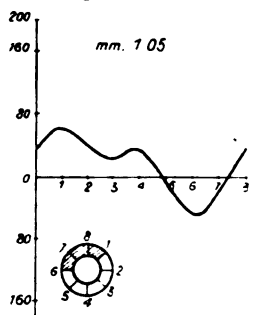
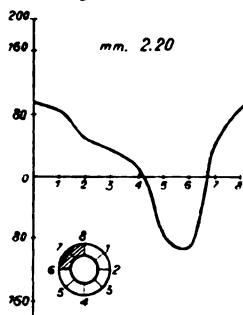
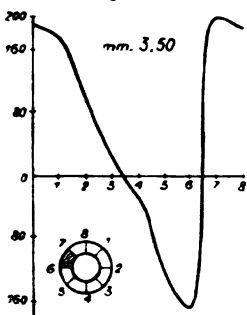
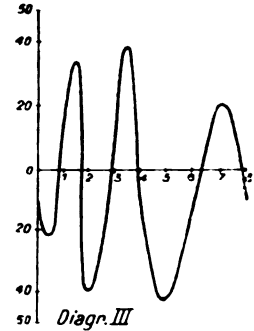
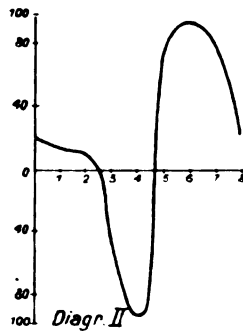
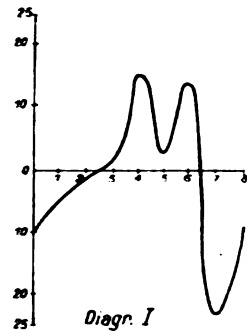
3. Queste correnti termoelettriche accidentali che si destano in circuiti costituiti da un unico metallo, indipendentemente da ogni azione meccanica (stiramento, compressione) o fisica (tempra, ricottura) *preventivamente* esercitata sulle sue varie parti, e che sono particolarmente intense per il bismuto, debbono certamente essere state notate dai vari sperimentatori che si sono occupati di ricercare effetti termoelettrici o termomagnetici in questo metallo. Così è da attendersi che esse si siano presentate come causa perturbatrice nelle misure relative all'effetto Thomson, procurando deviazioni al galvanometro, una volta inviata corrente nella sbarra che si esperimenta, anche senza che le estremità di questa siano portate a diversa temperatura. Sfogliando la letteratura si trova infatti che già il LE ROUX nel 1867 ⁽¹⁾ aveva segnalata questa causa di errore nello studio dell'effetto Thomson nel bismuto e l'aveva semplicemente eliminata ripetendo ogni volta l'esperienza dopo aver invertita la posizione della sbarra in istudio.

Nel 1911 il prof. CORBINO ⁽²⁾ sperimentando con dischi di bismuto sospesi in campo magnetico, a 45° dalle linee di forza e traversati *radialmente* da un flusso di calore, aveva notato che in seguito ad eterogeneità della massa di bismuto o al non uniforme riscalda-

⁽¹⁾ F. P. LE ROUX: *Recherches sur les courants thermo-électriques*, « Annales de Chimie et de Physique ». IV serie, tomo X, 1867, pp. 201-291.

⁽²⁾ O. M. CORBINO: *Rotazione nel campo magnetico di un disco di bismuto riscaldato al centro o alla periferia*. Rend. Acc. Lincei, vol. XX, 1911, p. 569; *Rotazione in un campo di un disco metallico percorso da una corrente elettrica radiale*. Id., p. 746.

G. TODESCO: *Correnti termoelettriche accidentali nel bismuto.*



mento, si producevano delle vere e proprie correnti termoelettriche che creavano per il disco una coppia orientatrice sovrappoventesi a quella dovuta all'effetto ricercato (rotazione del disco in seguito a migrazione di ioni). Tale causa perturbatrice, invertendosi con l'invertire il campo, poteva essere tuttavia facilmente eliminata, giacchè l'effetto Corbino è, com'è noto, *un'azione di seconda specie* e come tale dipende dal quadrato del campo. Successivamente il prof. TIERI ⁽¹⁾, ripetendo, con la grafite ed il bismuto, la citata esperienza del prof. CORBINO e sperimentando con cilindri cavi anzichè con dischi, metteva in rilievo in diversi modi, l'esistenza di tali correnti termoelettriche che si invertono con l'invertire del campo.

Volendo ora studiare un po' più intimamente la natura delle correnti termoelettriche accidentali nel bismuto, si potrà, col dispositivo sperimentale descritto, procedere a misure sistematiche sull'intensità della corrente ottenuta in funzione della posizione angolare della regione dell'anello colpita dalla radiazione luminosa. A tal uopo occorre disporre di una sorgente luminosa di intensità costante e sensibilmente puntiforme: risponde bene allo scopo la lampada Philips ad arco fra sferette di tungsteno, la quale fornisce, come immagine di una delle sferette, con una lente appropriata, un circoletto assai luminoso di circa 2 mm. di diametro.

Il contorno dell'anello viene munito di segni di riferimento per poterlo disporre sempre nella stessa posizione rispetto al campo ed una delle sue faccie viene divisa in otto parti eguali. Con la lente si porta il puntino luminoso a coincidere successivamente con gli otto segni e per ogni posizione si notano le deviazioni dell'indice luminoso. Si esegue così una specie di pianta dell'anello che dà luogo a diagrammi del tipo di quelli riportati nella Tav. I (ascissa: posizione angolare della regione illuminata; ordinata: intensità della corrente termoelettrica in unità arbitrarie). Per quanto in misure di tal genere non sia da sperarsi una grande precisione, si riesce tuttavia a seguire abbastanza bene l'andamento della corrente nei vari punti, soffermandosi se occorre, anche nei punti intermedi a quelli segnati, ed ho ottenuto diagrammi sensibilmente identici anche se ripetuti a vari giorni di distanza dopo aver tolto e rimesso in posto l'anello. I diagrammi I, II e III si riferiscono ad anelli di bismuto provenienti da diverse fusioni e mettono in rilievo le correnti termoelettriche accidentali. L'andamento delle curve è genericamente sinusoidale, ma si hanno, dipendentemente dalle varie vicende subite dagli anelli nella fusione, marcate deformazioni e per

(1) L. TIERI: Rend. Acc. Lincei, vol. XXIV, p. 814, 1915.

uno di essi (diagr. III), si osservano anche diversi passaggi della curva per lo zero, indicanti la formazione di più di due regioni di dissimetria.

Sorge ora la domanda se queste regioni dell'anello, termoeletttricamente dissimetriche, che danno luogo ai diagrammi esaminati, siano localizzate negli strati superficiali dell'anello o se vadano approfondendosi nella massa di questo; ed in tal caso, se la loro distribuzione vada cambiando o si mantenga pressochè inalterata. Per rispondere a questo quesito ed avere così maggiori chiarimenti sul fenomeno in esame, ho eseguito per ogni determinato anello, vari diagrammi in corrispondenza a spessori decrescenti dell'anello stesso, ottenuti limando una delle faccie sino allo spessore voluto. Opportuni segni di riferimento praticati sull'altra faccia, consentono di orientare l'anello sempre allo stesso modo rispetto al campo ⁽¹⁾.

Ho ottenuto così i diagrammi IV, V e VI che sono relativi a un determinato anello di bismuto e si riferiscono a spessori varianti da 3,5 a 1,05 mm.

Un esame sommario di questa serie di diagrammi (ciascuna serie si compone in realtà di sei diagrammi dei quali soltanto tre son riportati), mostra che:

1) l'andamento generale della curva rappresentativa del fenomeno, rimane assai simile a sè stesso nonostante che ci si approfondisca nella massa dell'anello, il che può interpretarsi nel senso che la distribuzione delle dissimetrie dalle quali il fenomeno dipende, si mantenga pressochè uniforme nell'interno della massa dell'anello;

2) l'intensità della corrente termoeletttrica accidentale diminuisce col diminuire dello spessore dell'anello; il che, tenuto conto del precedente risultato, deve forse unicamente attribuirsi all'aumentata resistenza elettrica dell'anello in causa della diminuita sezione.

Se l'andamento generale della curva resta quasi lo stesso per i diversi diagrammi, tuttavia certe particolarità di essa vanno mutando al cambiare dello spessore ed accade anche che qualche regione dell'anello la quale dava prima corrente in un certo senso, la dia poi, per uno spessore diverso, in senso opposto. In ciascuna delle otto regioni in cui l'anello è diviso, l'intensità di corrente va cambiando

(¹) È chiaro che sperimentando in tal modo, non si ha di mira di ottenere, per un determinato spessore, quella stessa distribuzione delle correnti che si avrebbe nello strato che si esperimenta se lo spessore dell'anello fosse rimasto integro.

con lo spessore nel modo che si rileva dall'andamento dei diagrammi. Assimilando le due regioni dell'anello che danno massima corrente in un senso o nell'altro a due saldature fittizie di una coppia bimetallica equivalente, si può schematizzare, per ogni spessore, l'estensione delle regioni di dissimetria. Così, per l'anello ora esaminato, tale rappresentazione è messa in evidenza dagli schemi disegnati in basso sui diagr. IV, V e VI. Appare in tal modo che in questo anello una delle due regioni da ritenersi diverse termoeletttricamente, va estendendosi man mano che ci si approfondisce nella massa dell'anello. Naturalmente il passaggio dall'una all'altra regione non sarà così brusco come schematizzato in figura, ma avverrà in modo continuo, come si rileva del resto, dai diagrammi.

Numerosi altri anelli furono presi in esame e fornirono risultati sperimentali analoghi a quelli ora riferiti: i relativi diagrammi non si riportano per brevità.

4. Poichè il formarsi delle regioni di dissimetria è intimamente legato al processo di fusione subito dal bismuto, mi è sembrato di un certo interesse studiare l'influenza, sul fenomeno in esame, delle diverse modalità con le quali può essere fatta raffreddare la massa di bismuto fusa.

Ho preparato perciò diversi anelli: alcuni di essi ricavati da una massa di bismuto fusa e lasciata raffreddare senza precauzione all'aria, o addirittura immersa, appena fusa, in acqua corrente; altri invece ottenuti da una massa di bismuto fusa e lasciata raffreddare molto lentamente in una stufa opportunamente protetta. Ciascun anello così preparato fu poi, col metodo già descritto, esaminato superficialmente e nel suo interno.

I diagrammi VII, VIII e IX sono relativi ad un anello ricavato da *Bi* raffreddato bruscamente; i diagrammi X, XI e XII, si riferiscono invece ad un anello ricavato da *Bi* raffreddato lentamente.

Dal confronto fra le due serie di diagrammi, scelti fra molti altri simili ottenuti, appare che nel *Bi* raffreddato lentamente:

1) La distribuzione delle regioni di dissimetria si mantiene, nella massa del metallo, costantemente eguale a sè stessa, per modo che in ognuno degli otto punti che si considerano, la corrente va decrescendo proporzionalmente allo spessore e conserva lo stesso senso, il che non accade invece per *Bi* raffreddato bruscamente;

2) La curva rappresentativa del fenomeno ha andamento regolarmente sinusoidale, senza alcuna deformazione.

Questi risultati stanno ad indicare, per il *Bi* raffreddato lenta-

mente, una struttura più uniforme e compatta ⁽¹⁾, come si riconosce del resto direttamente rompendo l'anello lungo un diametro ed esaminandone la superficie di frattura.

Sempre nell'intento di influire predeterminatamente in qualche modo, sul processo di cristallizzazione del *Bi*, ho anche esaminata, per suggerimento del prof. Majorana, la eventuale influenza su tale processo, di un intenso campo magnetico agente durante la fusione e successivo raffreddamento del metallo. Ho usato a tale scopo una grande elettrocalamita Weiss guernita in modo da fornire un campo uniforme di diverse migliaia di unità, ma gli anelli ricavati da *Bi* fuso in queste condizioni, non fornirono diagrammi sensibilmente diversi da quelli relativi ad anelli ottenuti da *Bi* fuso senza l'intervento del campo. Probabilmente le forze meccaniche che agiscono al momento della solidificazione del metallo, sono di un ordine di grandezza assai superiore a quelle ponderomotrici del campo.

5. Sulla scorta delle resultanze sperimentali surriferite, si può cercare di rendersi conto della causa intima della termoelettricità accidentale del bismuto. Senza dubbio essa è legata alla struttura microcristallina del metallo. Questa struttura è stata recentemente esaminata ai raggi X da diversi fisici ⁽²⁾. Ad es. il KÄHLER ha indicato pel bismuto metallico, una struttura romboedrica trigonale con prismi triangolari elementari di lato 4,54 Å e altezza 5,91 Å, con un rapporto assiale di $C = 1,303$. È noto d'altronde ⁽³⁾ che in un cristallo uniasse, la f. e. m. termoelettrica è diversa nelle diverse direzioni ed è espressa, per una direzione che faccia un angolo α con quella dell'asse ottico, dalla relazione

$$E = E_1 \cos^2 \alpha + E_2 \sin^2 \alpha$$

LOWNDS nel 1901 e PERROT nel 1898, hanno determinato la f. e. m. termoelettrica del *Bi* in direzione parallela e perpendicolare all'asse ottico, trovando nel primo caso un valore circa triplo che nel secondo.

⁽¹⁾ D'accordo col fatto rilevato dal Righi che il *Bi* raffreddato lentamente ha una resistenza elettrica maggiore di quello raffreddato bruscamente.

⁽²⁾ R. W. JAMES: *The crystalline structure of bismuth*. Phil. Mag., vol. XLII, p. 193, 1921; A. OGG: *The crystalline structure of antimony and bismuth*. Phil. Mag., vol. XLII, p. 163, 1921; H. KÄHLER: *The crystalline structure of sputtered and evaporated metallic films*. Phys. Rev., XVIII, p. 210, 1921.

⁽³⁾ Vedi ad es. il CHWOLSON, tomo IV, p. 734.

Si può pensare allora, in via d'ipotesi, che le dissimmetrie che causano la termoelettricità accidentale del bismuto, sian dovute semplicemente al fatto che, nel processo di cristallizzazione conseguente alla fusione del metallo, i cristalli elementari vadano disponendosi nella massa di questo con orientamento diverso; per modo che vengano a trovarsi a contatto e funzionino quindi da coppia termoelettrica, regioni di esso, nelle quali i cristalli siano diversamente inclinati, rispetto ad una direzione fissa di riferimento. La causa di questa variazione di orientamento, andrà probabilmente ricercata nelle diverse condizioni meccaniche in cui si trovano le varie parti del metallo, principalmente in seguito alla diversa compressione da esse subita nel passaggio dallo stato liquido allo stato solido.

A dare a questa ipotesi un certo grado di verosimiglianza, mi sembra concorrano le seguenti considerazioni e verifiche sperimentali:

1) Per il bismuto, si trovano nelle tabelle delle costanti (ad es. in quelle della Société Française de Physique), i seguenti valori della f. e. m. termoelettrica rispetto al *Pb*, per una differenza di temperatura θ :

Bi fuso (cristalli orientati in tutti i sensi):

$$E = - 7450 \theta - 2,5 \theta^2;$$

Bi cristallino, parallelo all'asse:

$$E = - 12740 \theta - 34,43 \theta^2;$$

Bi cristallino, perpendicolare all'asse:

$$E = - 4456 \theta - 2927 \theta^2.$$

Si può allora calcolare il valore della f. e. m. termoelettrica che si desta fra due pezzi di bismuto supposti costituiti, l'uno di cristalli orientati tutti in senso parallelo all'asse, l'altro di cristalli tutti perpendicolari all'asse. Si trova, ponendo ad es. $\theta = 1^\circ$:

$$\begin{aligned} Bi_{\parallel}/Bi_{\perp}^{1^\circ} &= (- 12740 - 34,43) - (- 4456 - 29,27) = \\ &= 8189,16 \text{ unità C. G. S.} = 0,000089 \text{ Volts.} \end{aligned}$$

Calcoliamo ora la f. e. m. termoelettrica relativa ad una coppia formata da *Bi* fuso e *Cu*. Si ha, sempre per $\theta = 1^\circ$:

$$\begin{aligned} Bi/Cu_{0^\circ}^{1^\circ} &= (- 7450 - 2,5) - (282 + 0,4) = \\ &= 7734,9 \text{ unità C. G. S.} = 0,000077 \text{ Volts.} \end{aligned}$$

Si ottengono dunque f. e. m. dello stesso ordine di grandezza, il che, anche senza voler dare eccessiva importanza alla coincidenza numerica che mi limito a segnalare, sembra tuttavia in buon accordo col fatto che le correnti termoelettriche accidentali ottenute con anelli di bismuto, sono relativamente intense (dell'ordine del milliampère nelle condizioni sperimentali descritte), come forse, *a priori*, non si sarebbe portati a ritenere. S'intende che la f. e. m. termoelettrica calcolata per la ipotetica coppia $Bi_{=}/Bi_{\neq}$ rappresenta un valore massimo che difficilmente potrà essere raggiunto nel caso concreto degli anelli considerati, poichè non accadrà in generale che si trovino a contatto, nell'interno della loro massa, cristalli orientati proprio perpendicolarmente fra loro; si avranno invece i valori intermedi della f. e. m. dati dalla formula già citata.

2) Il raffreddamento brusco del metallo deve influire sfavorevolmente sulla regolare disposizione dei cristalli, mentre questa sarà favorita da un raffreddamento assai lento: si comprende quindi la maggior regolarità dei diagrammi X, XI e XII in confronto a quelli VII, VIII e IX. In sostanza, secondo l'ipotesi fatta, si verrebbe ad ammettere che, nel bismuto raffreddato lentamente, l'orientamento dei singoli cristalli venga a variare in modo uniforme e continuo (curva quasi perfettamente sinusoidale, senza deformazione, con un solo massimo ed un solo minimo), mentre nel bismuto raffreddato bruscamente, la solidificazione avvenendo ad un tratto, in tutta la massa, porterebbe ad una variazione discontinua ed irregolare dell'orientamento dei cristalli, i quali si disporrebbero capricciosamente in vari sensi (curve notevolmente deformate, con più massimi e minimi).

3) Una pasticca di bismuto, ottenuta a freddo per compressione, opportunamente eseguita, di una certa quantità di polvere di questo metallo, fu già provata dal prof. Majorana e non dette alcun effetto nell'esperienza con l'amplificatore. Secondo l'ipotesi fatta, la polvere essendo costituita da microcristalli orientati in tutti i sensi (come ha riconosciuto il KAHLER nel lavoro già citato), si comprende che, per ragioni statistiche, l'effetto in parola non debba manifestarsi ⁽¹⁾.

4) Una ulteriore e decisiva verifica sperimentale dell'ipotesi posta, mi sembra infine esser fornita dalla seguente esperienza. In un crogiuolo di porcellana posto in una stufa opportunamente protetta, ho fatto fondere e raffreddare con precauzione 200 gr. di bi-

⁽¹⁾ Anche in causa della notevolissima resistenza elettrica presentata da tali pastiche.

smuto. Ottenuto così un largo e spesso cilindro, ne ho provocata meccanicamente la rottura in vari pezzi. Questi presentano superfici di rottura di diverso aspetto a seconda che, nel rompersi, la frattura è avvenuta, oppure no secondo i piani naturali di sfaldatura del metallo, nel quale si sono formati, in seguito al lento raffreddamento, dei cristalli piuttosto grossi. In generale la frattura è frastagliata e presenta striature in varie direzioni; ma operando la rottura in modo opportuno, si riesce quasi sempre a ricavare qualche pezzo del metallo, di dimensioni anche notevoli, che presenti per ambedue le faccie una identica sfaldatura. Da uno di questi frammenti ho ricavato un anello, delle stesse dimensioni di quelli finora sperimentati, ed ho verificato agevolmente che esso non presenta più traccia di termoelettricità accidentale. Non ho ottenuto infatti col solito apparecchio, più di due o tre divisioni della scala in un senso o nell'altro, in confronto alle 200/300 divisioni ottenute, nelle stesse condizioni, col maggior numero degli anelli sperimentati. Ovviamente, nell'anello che non presenta l'effetto, i cristalli sono orientati, per il modo con cui esso è stato ottenuto, tutti nello stesso senso.

6. L'ipotesi proposta si può estendere senza difficoltà anche agli altri metalli pei quali è stata messa antecedente in rilievo l'attitudine a fornire correnti termoelettriche accidentali. Si tratta infatti di metalli che hanno tutti spiccata tendenza a cristallizzare nel solidificarsi e per due di essi: l'antimonio e lo zinco, è stato trovato, rispettivamente dal MATTHIESSEN e dal LINDER ⁽¹⁾, che i cristalli elementari presentano anch'essi, come quelli di Bi, potere termoelettrico diverso nelle diverse direzioni.

Bologna, Istituto Fisico della R. Università, gennaio 1927.

⁽¹⁾ E. G. LINDER: *Thermo-electric effect in single crystal zinc wires*. Phys. Rev., XXVI, p. 486, 1925.

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) , . . . » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

Zanichelli

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi. (*Sui principi filosofici delle diverse scienze; Sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; Sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; Sulla questione del vitalismo; Sulla questione sociale; Sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo, « SCIENTIA » pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, ed ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di « SCIENTIA », Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Viale Carducci N. 22 D

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 120 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 150

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1925

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

MARZO 1927

ANNO IV - N. 3

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

JUL 24 1928

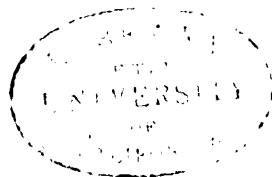
O. M. CORBINO Q. MAJORANA - L. PUCCianti

SOMMARIO

O. M. CORBINO: *L'effetto Volta e la teoria elettronica della pila.* — L. SESTA: *Un nuovo metodo di esplorazione del campo magnetico e una conferma dell'effetto assiale* — A. CARRELLI: *Sul teorema della concordanza delle fasi di De Broglie.* — A. CARRELLI: *Sul fenomeno di Compton.* — P. VOCCA: *Nuovo apparecchio per la registrazione automatica dei segnali radiotelegrafici.* — RIVISTA: R. BRUNETTI: *Recenti vedute sul meccanismo della radiattività.* — R. ACCADEMIA DEI LINCEI (Sunti).

R. ACCADEMIA DELLE SCIENZE DI TORINO (Sunti).

Notiziario.



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

“IL NUOVO CIMENTO”

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE, R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

L'EFFETTO VOLTA E LA TEORIA ELETTRONICA DELLA PILA

Nota del Prof. O. M. CORBINO

1. Con la scoperta della pila ALESSANDRO VOLTA dava alla Scienza il primo e più semplice strumento di produzione della corrente elettrica, e apriva la via allo studio degli effetti della corrente e alle loro mirabili applicazioni; ma poneva, insieme, alla Fisica un problema tormentoso, al quale, dopo oltre un secolo di indagini e di discussioni, non fu ancora data una definitiva risposta.

Le indagini e le discussioni sul funzionamento della pila non vanno però considerate come esercitazioni vane e infruttuose; si deve anzi a quelle indagini, direttamente o indirettamente, la scoperta di molti importati fenomeni nuovi, e anche la costruzione di capitoli fondamentali della Elettrologia. Perfino negli studi più recenti sui fenomeni termoionici e fotoelettrici ricompare sotto veste nuova la secolare contesa, con risultati per alcuni aspetti decisivi.

La teoria del contatto che lo stesso VOLTA fondò e che gli servì di guida nella sua grande scoperta suole essere ritenuta come una feconda ma insostenibile ipotesi di lavoro. Se le considerazioni che esporrò in questo studio sono attendibili, si deve invece ritenere che quella teoria, naturalmente integrata coi concetti sopravvenuti della Energetica, è ancora sostanzialmente esatta, al lume dei fatti più recentemente osservati e di una loro giudiziosa interpretazione.

2. *L'effetto Volta.* - Cominceremo dalla enunciazione del fenomeno fondamentale scoperto dal VOLTA, e che, dopo lunga e profonda discussione critica delle circostanze sperimentali atte a produrlo, può considerarsi come sicuramente accertato.

Due metalli in contatto creano nello spazio anche perfettamente vuoto che li circonda un campo elettrico, il quale è nei suoi effetti esterni del tutto indistinguibile da quello che si otterrebbe attribuendo ai due metalli due potenziali elettrostatici diversi V_1 e V_2 . La differenza dei potenziali V_1 e V_2 dipende solo dalla natura dei metalli.

Questo fenomeno si designa col nome di effetto VOLTA. Egli ne scoperse l'esistenza nell'aria, con la celebre esperienza dei due dischi di rame e di zinco tenuti da sostegni isolanti, portati prima in contatto, poi separati e saggiati con l'elettroscopio. Parve per molto tempo che il campo elettrico constatato fra i due metalli avesse per origine un'azione chimica disuguale esercitata su di essi dall'atmosfera gassosa che li ricopre; e che perciò quel campo, e con esso l'effetto VOLTA, sparirebbe se i due metalli, trovandosi nel vuoto assoluto, fossero sottratti a ogni azione chimica superficiale. Questo dubbio non è più consentito dopo un esame approfondito dei risultati di esperienze antiche e recenti. È ben vero che un'atmosfera di gas chimicamente attivo per qualcuno dei due metalli può perturbare il valore del campo elettrico e anche invertirne il senso; ma ciò solo pel fatto che alle primitive superfici metalliche si sostituiscono superfici alterate, e che il campo elettrico esterno dipende solo dalle superfici più esterne dei corpi in contatto (legge delle tensioni del VOLTA). Si tratta perciò di perturbazioni create dal gas ambiente a un fenomeno che si produce in maniera ed entità ben determinate fuori del gas e di ogni azione chimica. Ciò risulta con particolare nettezza dalle esperienze dirette del PERUCCA, e da quelle sull'effetto termoelettronico di RICHARDSON, e ancora meglio dalle ricerche di MILLIKAN (1916-1921) e di altri sui fenomeni fotoelettrici. Già le misure dirette del PERUCCA, il quale ripeté l'esperienza del VOLTA nel vuoto con superfici metalliche direttamente formate per distillazione nel vuoto e nello stesso apparecchio di misura, sono esenti dal dubbio dell'influenza di un'atmosfera superficiale gassosa che potrebbe rendere illusori i risultati. Quanto agli altri procedimenti elettronici, pur trattandosi di metodi indiretti di indagine sulla questione, è opportuno darne una illustrazione per la loro grande efficacia probativa.

Un metallo è allo stato neutro e non crea alcun campo elettrico intorno a sè se la somma algebrica delle sue cariche intra ed extraatomiche è nulla; togliendo o aggiungendo elettroni al metallo inizialmente allo stato neutro, se ne muta il potenziale elettrostatico e sorge al suo esterno un campo elettrico.

Ma il togliere un elettrone al metallo, sia pure di quelli extraatomici cui è dovuta la conducibilità elettrica, e il portarlo nelle immediate vicinanze di esso, implica, come l'esperienza dimostra, la necessità di eseguire un lavoro, indipendente dal potenziale *elettrostatico* al quale il metallo si trova. Possono gli elettroni venir fuori spontaneamente da un metallo caldo (fenomeno termoionico di EDISON); in tal caso il lavoro di uscita è fatto a spese della forza viva

che possiedono gli elettroni nel metallo e che aumenta con la temperatura.

Il meccanismo è analogo a quello che permette la evaporazione spontanea di un liquido nel vuoto. E come si parla del calore di evaporazione interno, cioè del lavoro necessario per la separazione di una molecola di vapore dal suo liquido, così si considera una specie di energia di vaporizzazione degli elettroni dal metallo, esprimibile con l'energia che un elettrone deve impiegare per staccarsi da esso. Ad alta temperatura l'emissione di elettroni diviene abbondante; essi si possono raccogliere su una placca disposta avanti a un filo incandescente, applicando tra filo e placca una tensione elettrica opportuna. Si ha allora una corrente elettrica permanente dalla placca al filo. È il fenomeno utilizzato nella lampada termoionica cui deve i suoi più grandi progressi la Radiotelegrafia e Radiotelefonía moderna.

La teoria di queste emissioni elettroniche di temperatura è stata svolta dal RICHARDSON. Egli dedusse una relazione tra la corrente termoionica, la temperatura T del filamento e l'energia di estrazione di un elettrone. L'esperienza permette così, attraverso a varie difficoltà, di ottenere il valore di questa energia.

Si può anche procedere a una determinazione diretta dell'energia di estrazione, profittando della fatta constatazione che il filo emettente elettroni si raffredda alquanto, come un liquido che evapora; dal calore assorbito nella emissione elettronica e dal numero di elettroni emessi si è potuto dedurre l'energia necessaria alla estrazione di un elettrone. Si sono così, per i corpi su cui si è sperimentato, ottenuti valori praticamente eguali a quelli determinati applicando la formola di RICHARDSON.

Tale energia può anche essere comunicata agli elettroni da un'onda elettromagnetica che cade sul metallo; da ciò la proprietà dei metalli di emettere elettroni sotto l'azione della luce. È il fenomeno della fotoelettricità, oggetto di studi svariati che avevano piuttosto un carattere empirico. Una profonda sistemazione fu apportata al fenomeno dalla celebre formola di EINSTEIN.

Secondo questa formola, connessa alla teoria dei quanti, la luce di frequenza ν , e di qualsiasi intensità, provoca l'uscita di elettroni da un metallo, solo se il prodotto di ν per la costante h di PLANCK (eguale a $6,55 \times 10^{-27}$) supera l'energia W necessaria a strappare l'elettrone dal metallo. Perciò determinando la frequenza minima ν_0 alla quale comincia l'emissione elettronica, e quindi la scarica del metallo fortemente caricato di elettricità negativa, si ha.

$$W = h\nu_0.$$

L'energia di estrazione può essere valutata in Volt; dire che l'energia di estrazione elettronica per un certo metallo è V Volt significa che per estrarre un elettrone (valore assoluto della carica e) dal metallo e portarlo nelle sue immediate vicinanze occorre il lavoro Ve . Naturalmente se il metallo si trova a un potenziale *elettrostatico* v , e se si vuole estrarre un elettrone e portarlo a distanza, fin dove il potenziale è zero, occorrerà un lavoro totale $(V + v)e$. La somma $V + v$ potrebbe chiamarsi *potenziale totale elettronico* del metallo.

Ora appunto *il potenziale V che misura l'energia di estrazione degli elettroni dal metallo è risultato diverso per metalli diversi*; e lo si è potuto determinare nei migliori vuoti oggi raggiungibili, in condizioni da escludere ogni azione chimica, e con superfici fresche ottenute per tagli meccanici fatti nel vuoto su metalli puri.

Il fatto che a metalli diversi M_1 , M_2 competono energie di estrazione diverse: $W_1 = eV_1$ e $W_2 = eV_2$ richiede come conseguenza necessaria l'esistenza dell'effetto VOLTA.

Per chiarire questa connessione ricorrerò a una rappresentazione che si dimostrerà utilissima in tutto il presente studio.

Si faccia corrispondere il metallo a una soluzione di cui il corpo sciolto rappresenti le parti fisse del metallo e il solvente il fluido elettronico. Due metalli diversi saranno rappresentati da due soluzioni diverse, e li metterli in contatto, cioè il rendere possibile il passaggio di elettroni dall'uno all'altro, equivarrà a mettere in comunicazione due soluzioni attraverso a una parete semipermeabile, cioè a una parete che lasci passare liberamente le molecole d'acqua e non quelle del corpo disciolto.

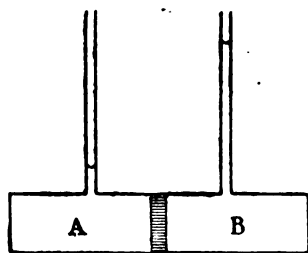


Fig. 1

Dimentichiamo, per il nostro scopo, il meccanismo fornito dalla teoria delle soluzioni per spiegare lo stato di essa, e cioè l'assimilazione del soluto a un corpo gassoso che tende a espandersi in un maggiore volume di solvente, e produce i noti fenomeni della pressione osmotica. Consideriamo perciò il fatto empirico del passaggio di acqua dalla soluzione *A* alla soluzione *B* (fig. 1) attraverso al setto semipermeabile, e dell'equilibrio finale che si raggiunge per un certo dislivello, come il risultato di un'attrazione fittizia della soluzione per il solido, in quanto questa attrazione è maggiore nella soluzione *B* che nella *A*. Avremo con ciò un *modello* di due metalli in contatto, e ai quali spetta energia diversa di vincolamento per gli elettroni.

Come si è detto la soluzione *B* di maggiore attrazione per l'acqua aspira acqua da *A*, e nei tubi piezometrici connessi ad *A* e *B* si manifesta un dislivello crescente col tempo; a un certo punto la pressione idrostatica in *B* diventa tanto maggiore di quella in *A* da arrestare l'ulteriore afflusso di acqua da *A* verso *B*.

Tra le due soluzioni si ha allora passaggio indifferente di acqua nei due sensi, ma diversa pressione idrostatica.

Eguale indifferenza di movimento dell'acqua allo stato di vapore si avrebbe fra gli estremi dei tubi piezometrici se riuniti fra loro da un tubo vuoto (fig. 2). Il dislivello fra le superfici libere compensa la diversa pressione di vapore che deriva dal diverso calore interno di vaporizzazione delle due soluzioni.

L'indifferente passaggio nei due sensi delle molecole d'acqua sia attraverso alla parete semipermeabile sia attraverso al tubo superiore

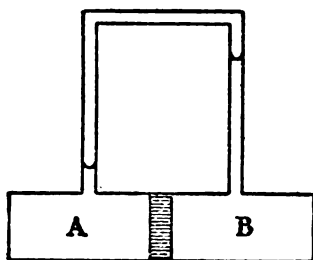


Fig. 2

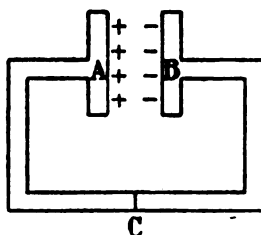


Fig. 3

contenente il vapore d'acqua si ottiene perciò, nonostante la differente attrazione delle soluzioni *A* e *B* per le molecole d'acqua, in virtù della diversa pressione idrostatica e del diverso livello delle superfici libere.

In modo del tutto analogo se due metalli diversi *A* e *B* (fig. 3) sono riuniti in *C*, il posto del contatto equivale alla parete semipermeabile del caso precedente; il fluido elettronico si sposta dal metallo *A* di minore a quello *B* di maggiore energia *W* di vincolamento elettronico, e il metallo *B* si carica negativamente. Se le parti affacciate di *A* e *B* possono espellere elettroni per emissione termoionica, si ha indifferenza di movimento degli elettroni dall'interno di *A* all'interno di *B* o viceversa, sia attraverso alle pareti affacciate (evaporazione elettronica) sia attraverso al contatto *C* (RICHARDSON). Ma a questa indifferenza di movimento corrisponde un potenziale elettrostatico diverso dei metalli *A* e *B* e un campo elettrico tra le parti affacciate, vicine o lontane. Nei due metalli l'elettricità negativa si

trova come l'acqua nelle fig. 1 e 2; al dislivello idrostatico fa riscontro il diverso potenziale elettrostatico dei metalli della fig. 3.

La differenza fra i potenziali elettrostatici assunti dai metalli proviene perciò dalla differente energia di estrazione degli elettroni dai metalli diversi. Siano esse $W_1 = eV_1$ e $W_2 = eV_2$; dalle esperienze termoioniche e fotoelettriche si conoscono i valori di W_1 e W_2 o della loro differenza; e se ne deduce il valore di $V_1 - V_2$. Questa differenza, secondo le misure di MILLIKAN, risulta precisamente eguale alla differenza dei potenziali elettrostatici manifestata dall'effetto Volta, e misurata pure dal MILLIKAN, con le stesse cure, per mezzo

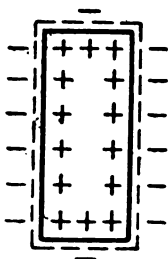


Fig. 4

del valore del campo elettrico esistente fra i due metalli. La variabilità constatata nei valori dell'energia di estrazione W , ottenuti col metodo termoionico o con quello fotoelettrico, in relazione alle varie condizioni di purezza del metallo e di liberazione dall'atmosfera gassosa superficiale, fa riscontro alla nota mutabilità dell'effetto Volta per le medesime cause. Ma, come per l'effetto Volta, anche nella emissione termoionica e fotoelettrica si è ormai generalizzata l'opinione che ci troviamo di fronte a proprietà intrinseche dei metalli, perturbate ma non create dalle

alterazioni superficiali o da contaminazioni gassose.

Procuriamo di rappresentarci, in base a quanto si è detto, lo stato di due metalli prima o dopo il contatto.

Il metallo A (fig. 4) abbia l'energia di vincolamento con gli elettroni W_A ; ciò significa che un elettrone per abbandonare il metallo e portarsi nelle sue immediate vicinanze, ma fuori di esso, deve compiere un lavoro W_A . Le cose vanno, perciò *come se* il metallo fosse circondato da una pellicola doppio-strato di cariche positive e negative, di potenza (prodotto della densità elettrica per lo spessore dello strato) proporzionale a $\frac{W_A}{e}$. Può anche dirsi che per staccare un

elettrone dal metallo *allo stato neutro* e portarlo appena fuori di esso bisogna fare un lavoro *come se* il metallo si trovasse al potenziale *fittizio* $V_A = \frac{1}{e} W_A$ e si volesse portare l'elettrone *all'infinito*.

Si osservi perciò che questo potenziale *fittizio* che potremo chiamare *potenziale interno* o *fotoelettrico*, o *intrinseco* non ha nulla da fare col potenziale elettrostatico ordinario del metallo. Quel potenziale interno potrebbe essere, ad esempio, di milioni di Volt se invece di un elettrone di conduzione si dovesse estrarre un elettrone dalla corteccia K di un atomo di Radio.

Quando un altro metallo B , che ha il suo potenziale interno e la sua corrispondente pellicola doppio-strato, viene portato in contatto con A , nella regione di contatto le due pellicole virtuali si fondono in una, di potenza minore, corrispondente a $V_A - V_B$, perchè delle cariche negative si spostano dall'uno all'altro, e i due metalli assumono due potenziali elettrostatici diversi. Nel nuovo stato permanente spostiamo un elettrone dall'interno di A all'interno di B (fig. 3) seguendo due vie diverse. Una prima volta uscendo dal piatto A , attraversando lo spazio interposto tra i piatti, entrando in B . Si avrà un lavoro nullo, poichè la differenza dei lavori di uscita e di entrata nei metalli è compensata dal lavoro per superare il campo interposto tra A e B . Come seconda via si giunga da A a B nell'interno dei conduttori, cioè attraverso al contatto. Si avrà pure lavoro nullo, perchè il doppio strato al contatto ha la funzione dello spazio esterno interposto tra i piatti e compensa la differenza dei potenziali interni di A e B .

Nel modello idrosmotico avviene altrettanto. Trasportando una molecola d'acqua attraverso la membrana semipermeabile, si ha un lavoro nullo, perchè si compensano la diversa pressione idrostatica e la diversa attrazione delle due soluzioni per l'acqua. L'acqua può anche passare senza compiere lavoro attraverso al tubo che mette in comunicazione le fasi vapore.

Si osservi che

$$V_A + v_A = V_B + v_B$$

dove V_A e V_B sono i potenziali fotoelettrici o intrinseci, e v_A e v_B i potenziali elettrostatici acquistati dai due metalli dopo il contatto. Abbiamo chiamato la somma $V_A + v_A$ potenziale totale elettronico del metallo A . Si può dire perciò che il contatto tra i due metalli, mentre crea la differenza dei potenziali elettrostatici, e quindi il doppio strato al contatto, eguaglia i potenziali elettronici totali dei due metalli.

I sostenitori della teoria dell'anticontacco, affermando che i due metalli si portano allo stesso potenziale, pensano evidentemente al potenziale elettronico totale.

3. *La pila a gas ionizzato* — Ci proponiamo adesso di stabilire quali rapporti intercedono fra l'esistenza dell'effetto Volta e il funzionamento della pila voltaica. Ma prima di iniziare questa indagine,

esamineremo due tipi di pile non idroelettriche, per le quali è più facile stabilire quelle relazioni.

Cominceremo dalla pila a gas ionizzato.

Introduciamo fra i piatti *A* e *B* (fig. 3) un gas chimicamente inerte, esempio dell'argon, e ionizziamolo, per esempio con un fascio di raggi X.

Se i piatti fossero di egual metallo non esisterebbe alcun campo elettrico fra *A* e *B*; i ioni dei due segni si ricombinerebbero in parte direttamente; gli altri urtando sui piatti cederebbero in misura eguale tanto sull'uno che sull'altro le loro cariche opposte; è il noto fenomeno della ricombinazione dei ioni sulle parti metalliche, ricombinazione che non dà luogo a fenomeni elettrici macroscopici, ma solo a uno sviluppo locale, in forma di calore, dell'energia di ricombinazione dei ioni medesimi.

Ma se i piatti *A* e *B* sono di metalli diversi, i ioni positivi, per l'esistente campo elettrico, si muoveranno prevalentemente verso *B* e i negativi verso *A*. Una corrente continua di elettroni traverserà il sistema dei due metalli, da *A* verso *B*, attraverso al contatto *C*, e il metallo si riscalderà per il passaggio della corrente. L'energia svolta nel circuito sarà prelevata dall'energia di ricombinazione dei ioni, che in un certo senso riequilibrano le loro cariche attraverso all'intero circuito metallico, mentre senza il campo elettrico fra i due piatti l'energia corrispondente si sarebbe svolta, come calore, localmente sulle facce dei piatti dove avviene la ricombinazione.

Si riconosce da ciò come avvenga che la differenza di potenziale elettrostatica esterna fra i due metalli, la quale non sarebbe di per sè sola capace di alimentare una corrente continua con sviluppo permanente di energia, renda possibile ad una sorgente esterna di energia, quella che ionizza il gas tra i piatti, di funzionare da alimentatrice energetica della corrente. La differenza di potenziale elettrostatica fra i piatti disciplina, in parte, il moto dei ioni, che sarebbe senza di essa pienamente disordinato: ed è tanto necessaria alla produzione della corrente da potersi ben considerare come la causa fisica di essa, pur senza essere la sorgente dell'energia svolta nel circuito.

Una pila come qui è stata descritta non è un semplice schema concettuale, ma può essere realizzata. Così avendo rinchiuso in un tubo contenente 100 millicurie di emanazione, e azoto a pressione ordinaria, due piccole lamine di rame e di zinco affacciate, io ho constatato in un galvanometro che rilega le lamine una corrente notevole, che può essere annullata intercalando nel circuito una forza elettromotrice dell'ordine di grandezza dell'effetto Volta, e opposta ad esso.

4. *La pila meccanica* — I piatti A e B di metalli diversi siano uniti a due fili flessibili del corrispondente metallo, e questi siano in contatto permanente nel punto C . Inoltre il piatto B si possa avvicinare fino a B' (fig. 5).

L'esistenza di un campo elettrico permanente fra i piatti A e B richiede che sulle superfici di essi siano distribuite cariche elettriche opposte, le quali diverranno più intense nelle parti prospicienti dei piatti quando questi si avvicinano verso la posizione $A B'$. Durante l'avvicinamento si renderà disponibile del lavoro meccanico; inoltre

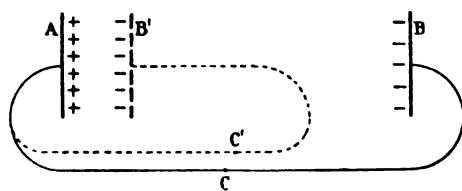


Fig. 5

i fili di congiunzione saranno sede di una corrente elettrica e di riscaldamento per effetto Joule. L'origine dell'energia totalmente svolta si ritrova nel fatto che per l'avvicinamento gli elettroni passano da A a B , cioè da un metallo che ha una forza di vincolamento per gli elettroni a uno che ne ha una maggiore.

Essendo V_A e V_B i due potenziali interni o fotoelettrici dei due metalli, l'energia liberata per il passaggio di n elettroni sarà

$$ne(V_B - V_A) = neV$$

dove V è l'effetto Volta. In questa pila transitoria l'origine dell'energia meccanica e della corrente è perciò tutta nell'effetto Volta.

Se poi si tornano ad allontanare i piatti, si dovrà eseguire lavoro e il filo sarà percorso da una corrente di senso opposto. Con un moto periodico dei piatti si avranno delle correnti alternate, che possono essere raddrizzate da un commutatore comandato dal meccanismo che muove i piatti. Correnti di questi tipo furono ottenute da Majorana; io ne potei accrescere di molto l'intensità immergendo nel mercurio ed estraendo una lamina di alluminio ricoperta di uno strato isolante dello spessore di qualche micron. Naturalmente in queste esperienze il lavoro di produzione della corrente permanente è fatto dal meccanismo motore.

5. *Effetto Volta ed effetto Peltier.* — L'analogia idrosmotica ci dà un modello di grande chiarezza per illustrare ciò che avviene nel passaggio della corrente, al contatto di due metalli diversi.

È parsa inconciliabile con la teoria della differenza di potenziale elettrostatico tra i due metalli in contatto l'osservazione seguente. Se esiste al contatto un doppio strato corrispondente alla differenza di potenziale V , dell'effetto Volta, l'elettricità q passando dall'uno all'altro metallo dovrebbe sviluppare o assorbire una quantità di energia qV . L'esperienza ha permesso, in vero, di constatare un assorbimento o uno sviluppo di calore al punto di giunzione (effetto Peltier); ma esso è di un ordine di grandezza oltre mille volte minore di quello prevedibile dando a V i valori normali dell'effetto Volta.

Con questo ragionamento si afferma in fondo che il fenomeno *termico* quale si verifica alla giunzione dei due metalli sia l'unico fatto energetico che si svolge alla giunzione medesima. In realtà le cose vanno diversamente. Corrente elettrica significa circolazione continua di elettroni lungo il metallo; e, al contatto di due metalli diversi, significa passaggio di elettroni da un metallo all'altro.

Sia V la differenza fra i potenziali elettrostatici dei due metalli, la quantità di elettricità q svolge effettivamente sul posto una quantità di energia qV ; ma intanto un numero di elettroni eguale a $\frac{q}{n}$ traversa il contatto e passa perciò da un metallo che ha l'energia di estrazione elettronica $W_1 = eV_1$ a un altro che ha l'energia di estrazione $W_2 = eV_2$; il lavoro qV è l'equivalente di questo mutamento energetico, dovuto al fatto che ognuno degli elettroni assorbe l'energia W_2 , per uscire dal secondo e restituisce l'energia W_1 , entrando nel primo metallo. Non ci può essere quindi uno sviluppo o un assorbimento di calore corrispondente all'effetto Volta V . Solo quando V dipende della temperatura T , la termodinamica insegna che si deve avere, per un elettrone,

$$W_1 - W_2 = eV - eT \frac{dV}{dT}$$

e perciò la parte di energia che si manifesterà come calore di Peltier sarà $eT \frac{dV}{dT}$ e questa può e suole essere piccolissima rispetto a eV .

Il modello idrosmotico della fig. 6 chiarisce ancora meglio il concetto sovraesposto. Se a sinistra e a destra della parete semiper-

meabile sono innestati due manometri metallici, si constata che essi rivelano una differenza di pressione eguale alla differenza delle pressioni osmotiche fra *A* e *B*. Supponiamo che per mezzo dello stantuffo *S* si eserciti una pressione su *B* capace di mettere in moto il liquido; solo l'acqua passerà da *B* in *A* attraverso al setto semipermeabile. Un idraulico che ignorasse la proprietà semipermeabile del setto si attenderebbe nella parete semipermeabile manifestazioni termiche cor-

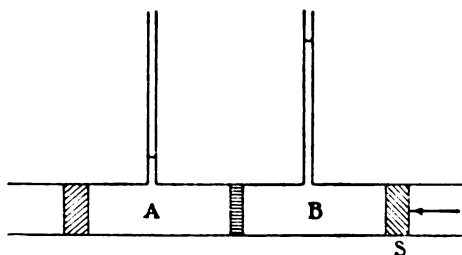


Fig. 6

rispondenti al prodotto della quantità di acqua circolante per il dislivello delle pressioni manometriche. E invece l'acqua fluisce nel setto come se la differenza di pressione manometrica non esistesse. Il dislivello manometrico e il corrispondente lavoro fatto sullo stantuffo *S* serve solo per dare all'acqua l'energia necessaria ad abbandonare la soluzione *B*, che ne è più avida, e passare alla soluzione *A*, che lo è di meno; non per produrre uno sviluppo locale di calore. L'effetto Peltier è perciò un fenomeno in più, che non può corrispondere alla differenza dei potenziali elettrostatici cioè all'effetto Volta, ma solo alla sua variazione con la temperatura.

6. *La pila a elettrolito. Un modello della pila preso dalla fisica delle soluzioni* — Si immagini che un sistema di due piatti diversi in contatto elettrico sia immerso in una o più soluzioni elettrolitiche, contenenti perciò ioni dei due segni. Si tratti, per esempio, della pila Daniell (rame, solfato di rame, solfato di zinco, zinco). Si avrà una pila che avrà qualche analogia con quella a gas ionizzato. Avviene in essa che sotto l'azione del campo elettrico esistente fra gli elettrodi, l'anione SO_4 accorre sul metallo elettrostatico positivo, lo zinco; ma anziché neutralizzare la sua carica e liberarsi, ne stacca un ione di zinco e resta nel liquido carico come prima. Contemporaneamente il catione metallico, il rame, esce dal liquido e si libera sul catodo pure di rame. Il processo perciò lascia inalterato lo ione SO_4 e tutto si

riduce al distacco di un ione Zn dallo zinco e all'entrata di un ione Cu nel rame, *mentre nel circuito esterno, attraverso al contatto dei due metalli due elettroni passano dallo zinco al rame.*

Si riconosce già, anche prima di ulteriori precisazioni, che a un fenomeno, quale si manifesta nel modo indicato, e che si può svolgere esattamente in senso inverso contrapponendo alla pila una sorgente esterna di forza elettromotrice capace di invertire il campo elettrostatico nell'elettrolito, non può essere completamente estraneo il campo elettrostatico voltiano proprio degli elettrodi in contatto. I due elettrodi rame e zinco rilegati esternamente producono certamente un campo nel vuoto, e *continueranno a produrlo nel dielettrico costituito dal solvente*; questo campo potrà essere perturbato dagli eventuali altri campi che possono formarsi al contatto dell'elettrolito, cogli elettrodi; ma se, come avviene nella pila Daniell chiusa in un corto circuito, la differenza di potenziale regnante nel liquido è poco diversa da quella che i due elettrodi produrrebbero nel vuoto, o nel solo dielettrico, ciò vuol dire che il campo elettrico voltiano ha una parte notevole nel meccanismo di funzionamento della pila. Solo le pile di concentrazione, con elettrodi eguali fra loro, e costituiti col metallo che trovasi in soluzione, possono avere un funzionamento cui è certamente estraneo l'effetto Volta degli elettrodi.

Ma più chiare illustrazioni sul meccanismo di funzionamento della pila e sulla importanza che ha in tale meccanismo l'esistenza dell'effetto Volta, ci saranno fornite da un modello della pila che ne riproduce con singolare corrispondenza tutte le caratteristiche teoriche e sperimentali.

Abbiamo già rappresentato un metallo con una soluzione, facendo corrispondere il corpo sciolto agli atomi-ioni del metallo e le molecole d'acqua agli elettroni. Spingendo più avanti la rappresentazione empirica, paragoneremo un metallo immerso in una soluzione di un suo sale a una soluzione satura in contatto col corpo disciolto. I ioni positivi interni del metallo corrispondono alle molecole del soluto, gli elettroni di conduzione del metallo corrispondono alle molecole del solvente, per esempio alle molecole d'acqua; infine il soluto con cui il metallo è in contatto sarà il soluto nella fase solida presente in soluzione. Il metallo può guadagnare o perdere solo elettroni in contatto con altri metalli o nel vuoto; può guadagnare o perdere solo ioni metallici, e cioè ioni positivi, attraverso all'elettrolito; così come la soluzione può perdere o guadagnare solo acqua in contatto con altre soluzioni attraverso a un setto semipermeabile o al vuoto; può perdere o guadagnare solo molecole del soluto in contatto con la fase solida di questo.

La combinazione rame-solfato di rame, solfato di zinco-zinco della pila Daniell (fig. 7) corrisponderà perciò a quella rappresentata dalla fig. 8.

In un tubo circolare sono due soluzioni sature, di due corpi A e B , separata in π da un setto semipermeabile fisso e in S da uno stantuffo mobile; sulle due facce di S sono addensati i corpi A e B allo stato solido, così da mantenere sature le corrispondenti soluzioni anche durante il lento moto dello stantuffo. Sullo stantuffo S graveranno le due pressioni osmotiche diverse delle soluzioni, ed S si muoverà; al moto di S , per esempio verso sinistra, corrisponde una circolazione d'acqua pura attraverso al setto semipermeabile; una diminuzione di volume della soluzione A , con deposito del soluto A , e un aumento del volume della soluzione B con dissoluzione del soluto B . Il processo è continuo, fino a che lo stantuffo S nel suo moto raggiunge il setto π , cioè fino a che sparisce la soluzione A ; naturalmente se è disponibile una sufficiente quantità di soluto B . Un bagno in cui è immerso tutto l'apparecchio provvede a mantenere costante la temperatura.

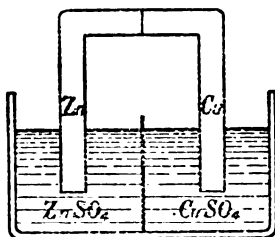


Fig. 7

In perfetta corrispondenza con il modello, nella pila della fig. 8 gli elettroni circolano, fuori della pila, dallo zinco al rame, attraverso

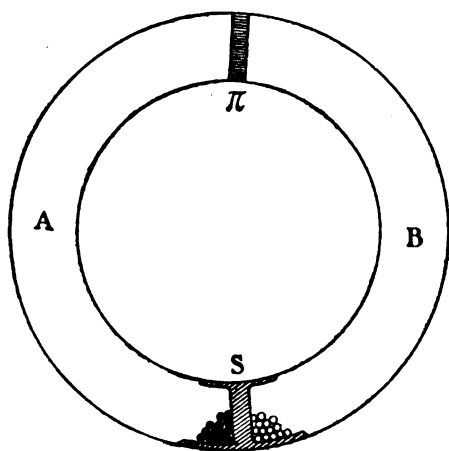


Fig. 8

al contatto, che come abbiamo visto al N. 2, funziona da setto semipermeabile; corrispondentemente lo zinco si distrugge passando allo stato di ioni Zn nel liquido, mentre il rame dallo stato di ione Cu si deposita come metallo sulla lastra di rame, e ciò fino a che c'è zinco e solfato di rame disponibili. La differenza di pressione idrostatica tra A e B corrisponde, come abbiamo detto, alla differenza dei potenziali elettrostatici tra zinco e rame.

Perchè l'analogia con la pila sia più prossima, immagineremo che come la formazione di rame da ioni ed elettroni è una reazione esoenergetica, lo sia anche la formazione della soluzione; e perciò la dissoluzione senza lavoro osmotico, cioè quella che si studia al

calorimetro, sia esotermica in virtù di una reazione chimica fra il solvente e il soluto: esempio l'acqua e i sali di calcio.

E allora l'origine del lavoro di circolazione dell'acqua nel modello sarà la differente energia di formazione dell'unità di volume delle due soluzioni, e precisamente il cosiddetto calore di dissoluzione con lavoro osmotico. La parte di questa energia di formazione che corrisponde alla produzione di lavoro risulta dalla teoria eguale alla differenza delle pressioni osmotiche delle due soluzioni, ciò che del resto si ottiene anche direttamente dalla considerazione del modo di funzionamento dell'apparecchio.

Analogamente per la pila entreranno in gioco i diversi potenziali interni (fotoelettrici) dei due metalli e la variazione di energia al contatto degli elettrodi con l'elettrolito, per il passaggio dello ione Zn in soluzione, e per quello dello ione Cu sul metallo. L'energia complessivamente disponibile sarà data da quella propria della formazione di un certo peso di rame neutro, partendo da ioni Cu che entrano dalla soluzione, e da due elettroni che entrano dal contatto bimetallico, diminuita dell'energia di formazione corrispondente di un peso equivalente di zinco neutro. Naturalmente queste energie di formazione del metallo non son da confondere col potenziale di ionizzazione doppia dell'atomo isolato.

L'analogia è ulteriormente seguibile. Se si apre il tubo della fig. 8 al posto del setto π , lasciando liberi gli estremi, le pressioni idrostatiche si equilibrano, e cessa la circolazione d'acqua. Così staccando i due metalli della pila al posto del contatto, il campo elettrico dentro l'elettrolito si annulla e il moto dei ioni si arresta. E come le due parti superiori e separate A, B del tubo potrebbero comunicare attraverso a un tubo contenente la fase vapore, che ricostituirebbe la circolazione, così una evaporazione elettronica fra Zn e Cu , tenuti per esempio nel vuoto e ad alta temperatura, ricostituirebbe la corrente, poichè questa comunicazione, come si è detto, equivale a un contatto.

Ancora: se nel tubo della fig. 8 si fa una chiusura orizzontale tanto in A che in B , al di sopra si avrà la differenza di pressione idrostatica creata dal setto semipermeabile, al di sotto le pressioni liquide saranno all'incirca egualizzate dallo stantuffo mobile S . Si riconosce da ciò la funzione essenziale del setto semipermeabile, che crea e tende a mantenere la differenza di pressione idrostatica, mentre lo stantuffo mobile tende ad annullarla, donde la circolazione continua per la contrapposizione dei due.

Analogamente se si taglia orizzontalmente la parte superiore della coppia bimetallica, in alto si avrà la differenza di potenziale elettro-

statica di Volta, in basso, fra i tronconi di Zn e di Cu si avrà una differenza di potenziale elettrostatica molto minore. Può perciò a buon diritto affermarsi che il contatto dei metalli tende a mantenere la differenza dei potenziali elettrostatici; la immersione nel liquido tende a diminuirla, e che perciò l'equilibrio è turbato e si determina la corrente continua. È l'interpretazione di Volta.

Naturalmente ciò non esclude che la f. e. m. della pila sia alquanto diversa dall'effetto Volta nel vuoto. Il valore esatto di E , in virtù dell'applicazione dei due principi della Termodinamica, deve corrispondere alla variazione totale della energia libera che ha luogo nel totale circuito, secondo la formula di Gibbs-Helmholtz, la quale non può essere contraria all'interpretazione sintetica data sopra, poichè è indipendente da ogni ipotesi sul meccanismo di produzione della corrente.

Nel caso della pila Daniell, per la quale è piccolo il termine correttivo di Helmholtz, la valutazione dell'energia $2Ee$ liberata per il passaggio di due elettroni, cioè per lo spostamento nell'elettrolito di un ione metallico bivalente, può farsi nel modo che segue.

Sia W_{Zn}^- il lavoro di estrazione fotoelettrico di un elettrone dello zinco, e W_{Cu}^- quello del rame; la liberazione di energia al contatto per il passaggio di due elettroni dallo zinco al rame sarà

$$2(W_{Cu}^- - W_{Zn}^-),$$

trascurando l'effetto Peltier.

Al contatto rame-solfato di rame avviene il passaggio dello ione Cu dal liquido al rame, con sviluppo di una quantità di energia libera che chiameremo W_{Cu}^+ .

Lo stesso dicasi per lo zinco, che svolgerà, per il passaggio dello ione Zn nel liquido, la quantità di energia libera $-W_{Zn}^+$.

Avremo perciò in totale

$$(1) \quad 2Ee = 2W_{Cu}^- + W_{Cu}^+ - (2W_{Zn}^- + W_{Zn}^+).$$

Si può così avere E , f. e. m. della pila, come un rapporto caratteristico di essa, presa globalmente, tra l'energia elettrica totalmente svolta nel circuito e la quantità di elettricità passata.

Procuriamo adesso di distribuire E fra i vari contatti che hanno sede nel circuito. Si noti intanto che la (1) può mettersi sotto la forma

$$E = \frac{1}{2e} (W_{Cu}^+ - W_{Zn}^+) + \frac{1}{e} (W_{Cu}^- - W_{Zn}^-).$$

Ma l'ultimo termine è l'effetto Volta V , perciò

$$(2) \quad E = V + \frac{1}{2e} (W_{Cu}^+ - W_{Zn}^+).$$

Se, come avviene nell'elemento Daniell, la f. e. m. della pila è assai vicina all'effetto Volta fra gli elettrodi, ciò significa che W_{Cu}^+ e W_{Zn}^+ sono poco diversi fra loro, e cioè che le energie liberate per il passaggio dello ione dal metallo alla soluzione si compensano in parte nei due elettrodi; o anche che *il grosso del lavoro della pila è dato dal passaggio degli elettroni dallo zinco al rame.*

Questo risultato non deve sorprenderci.

Occorre infatti chiarire un punto di importanza notevole.

L'elettricità può passare da un metallo all'altro solo allo stato di elettroni; da un metallo ad un elettrolito solo allo stato di ioni metallici. Ma una proprietà è comune a tutti i passaggi. In ogni caso se per estrarre l'unità di carica dal corpo A occorre il lavoro L_A e per estrarla da B occorre il lavoro L_B , mettendo A e B in contatto ha luogo uno spostamento di cariche fino a che sorge tra i due una differenza di potenziale elettrostatica $V = L_A - L_B$ (1). Ne risulta una conseguenza importante. A ogni contatto dove esiste dalle due parti una diversa energia di vincolamento per l'elettricità, esiste anche certamente una differenza di potenziale elettrostatica, cioè un campo elettrico esterno, e un doppio strato al contatto, equivalente alla differenza di energia; e viceversa a ogni contatto ove si constata tra le due parti una differenza di potenziale elettrostatica con un campo elettrico esterno, esiste una differenza di energia di vincolamento per l'elettricità dalle due parti medesime, e quindi, in un certo senso, una sorgente (positiva o negativa) di energia per il passaggio di elettricità attraverso al contatto. *Da questo lato nessuna differenza può farsi fra ciò che avviene in ciascuno dei tre contatti principali della pila.*

Pertanto se le grandezze W_{Cu}^+ e W_{Zn}^+ , (variazioni di energia libera per il passaggio di un ione dal metallo al liquido), sono diverse da zero, esisterà una differenza di potenziale equivalente fra metallo e liquido e un campo elettrico esterno fra loro; e inoltre poichè esiste certamente la differenza di potenziale elettrostatica fra i due metalli al contatto, e cioè il campo elettrico esterno, esisterà certamente al contatto una sede di variazione di energia, metallo-elettronica, per il passaggio di elettroni da un metallo all'altro. Sola differenza fra i tre contatti è la diversa natura del centro elettrico che li può traver-

(1) Si suppone che V non dipenda dalla temperatura.

sare: l'elettrone al contatto bimetallico, lo ione metallico ai due contatti con l'elettrolito; ma tutti e tre, con le rispettive variazioni energetiche, e i corrispondenti doppi strati che ne derivano, sono efficaci a determinare la corrente; cosicchè non è per nulla giustificato dimenticare il primo e guardare solo agli altri due. *La corrente deriva dal fatto che la somma algebrica delle potenze dei tre doppi strati non è nulla.*

Considerando la formola (1) abbiamo detto che essendo E vicino a V , risulta che W_{Cu}^+ e W_{Zn}^+ sono vicini fra loro; ma potrebbero ciascuno, essere molto grandi o molto piccoli; a W_{Cu}^+ e W_{Zn}^+ corrispondono le differenze di potenziale metallo-liquido, che Volta considerava molto piccole, ciò che non è necessario, poichè solo la differenza interviene nel valore di F .

Tali differenze di potenziale possono pure considerarsi, come nella formola di Nernst, dipendenti dalla concentrazione dei ioni metallici nella soluzione. Esse dovrebbero però essere misurate *elettrostaticamente*, non con i metodi soliti della elettrochimica *i quali trascurano deliberatamente i salti di potenziale elettrostatico ai contatti dei metalli* e sono sempre soggetti alla incertezza della determinazione del punto zero dei potenziali assoluti metallo-elettrolito.

La conoscenza della differenza di potenziale elettrostatica fra Cu e $CuSO_4$, darebbe W_{Cu}^+ e analogamente per lo zinco. E allora, avendosi dai dati fotoelettrici anche $2 W_{Cu}^-$, si potrebbe ricostituire il totale lavoro di formazione della miscela ioni metallici-elettroni, che costituisce il metallo neutro. Questi dati fornirebbero per differenza fra rame e zinco la f. e. m. della pila Daniell.

Si giunge nella ordinaria teoria della pila Daniell a un valore esatto della f. e. m. considerando invece la variazione di energia per la formazione del solfato di zinco e la scomposizione del solfato di rame, e quindi la differenza dei rispettivi calori di formazione (Zn , O , SO_3 , acqua) e (Cu , O , SO_3 , acqua) determinati dal Thomsen. Ma si fanno con ciò intervenire degli elementi del tutto estranei allo effettivo funzionamento della pila, che è praticamente indipendente dalla presenza del radicale acido SO_4 ; quegli elementi estranei si eliminano, naturalmente, nell'eguire la differenza fra i due calori di formazione.

Se, però, invece di solfati si trattasse, a esempio di nitrati, o in genere di sali qualunque, occorrerebbe ogni volta, per il calcolo della f. e. m., ricorrere ad altre esperienze termochimiche, pure ottenendosi, come è noto per la legge di HESS, lo stesso numero come differenza dei calori di formazione dei sali acquosi omologhi di Cu e di Zn .

Assai più semplicemente la teoria elettronica prende in considerazione le energie di formazione degli elettrodi che non dipendono dalla natura del radicale acido, ma solo e in piccola parte dalla concentrazione dei ioni metallici nella soluzione. La stessa semplificazione e unificazione concettuale si ha del resto nella teoria di NERNST, nella quale interviene solo la pressione di soluzione del metallo e la pressione osmotica dei ioni metallici nella soluzione; mentre non entra in conto la presenza dell'anione acido.

7. A questa interpretazione, che inverte l'importanza relativa attribuita comunemente al contatto bimetallico e ai contatti con gli elettroliti, si potrebbe obiettare che il metallo rame si fabbrica, bensì, con ioni metallici che vengono dall'elettrolito e con elettroni che vengono dal contatto bimetallico; ma che la costituzione del metallo neutro avviene in definitiva al contatto con l'elettrolito. Ma se ciò fosse, a questo contatto si dovrebbe trovare la differenza di potenziale elettrostatica corrispondente all'energia globale di formazione $W_{Cu}^+ + 2W_{Cu}$ che chiameremo Ω_{Cu} , e al contatto $Zn - ZnSO_4$ si avrebbe la differenza di potenziale corrispondente a Ω_{Zn} ; dalla loro combinazione sorgerebbe la f. e. m. totale E .

Ora, per le considerazioni già svolte, le differenze di potenziale di cui stiamo parlando sono quelle elettrostatiche, cui corrisponde perciò un campo elettrico esterno. Ma se in una pila, per esempio, una Daniell, gli elettrodi di rame e di zinco sono prolungati in due piatti pure di rame e zinco formanti un condensatore, questo si carica poco; e cioè solo fino alla differenza fra 1,06 volt (f. e. m. totale della pila) e l'effetto Volta zinco-rame (circa 0,8 volt). Se fra i due elettrodi, a pila aperta, si ha una così piccola differenza di potenziale elettrostatica, sarà pure piccolo il contributo dato dai contatti liquido-metallo, e liquido-liquido alla f. e. m. totale.

Si noti inoltre che quando constatiamo la formazione di *metallo neutro* dove si deposita il rame, ciò non significa che si sono depositati *atomi neutri*, poichè anzi è ben probabile che nel metallo esistono solo ioni positivi, privi degli elettroni di valenza, e una fitta nube interna di elettroni di conduzione; cosicchè nel costituire il metallo neutro può ben avvenire che lo ione positivo metallico entri dall'elettrolito e *resti tale*, cioè allo stato di ione, mentre gli elettroni entrano dal contatto bimetallico e si mescolano alla nube elettronica.

Sono pertanto quattro le grandezze che caratterizzano il funzionamento della pila; contributo ionico W_{Cu}^+ e contributo elettronico $2W_{Cu}$ relativi al rame; e i due elementi analoghi relativi allo zinco. La parte $2(W_{Cu} - W_{Zn}) = 2eV$ dove V è l'effetto Volta non può

essere fornita che dall'efflusso elettronico, come risulta anche dal fatto che nella pila meccanica del n. 4 un lavoro equivalente a V è compiuto appunto, ed esclusivamente, dallo spostamento di elettroni, poichè manca l'elettrolito. Solo il resto del lavoro, $W_{Cu}^+ - W_{Zn}^+$, può nella pila idroelettrica essere fornito dall'elettrolito, e perciò, essendo V molto vicino a E , la quasi totalità del lavoro ottenuto spetta all'assorbimento di elettroni che il rame compie dallo zinco, cioè alla stessa causa dell'effetto Volta, mentre in gran parte si compensano i lavori di spostamento dello ione metallico. È il risultato apparentemente paradossale che avevamo enunciato.

8. Conclusione. — Accertata l'esistenza dell'effetto Volta anche nel vuoto, e perciò indipendentemente da ogni azione chimica, la coppia bimetallica, ad esempio rame-zinco, costituisce un mezzo naturale e perpetuo atto a produrre in uno spazio anche di grandi dimensioni un campo elettrostatico; così come un magnete permanente (però con minore stabilità) crea intorno a sè un campo magnetico. La origine dell'energia di questo campo elettrostatico è puramente fisica; essa deriva dalla diversa energia di vincolamento degli elettroni di conduzione ai diversi metalli.

Nella pila a ionizzazione che si ottiene immergendo una coppia bimetallica in un gas ionizzato il campo elettrostatico dovuto all'effetto Volta produce una corrente permanente senza fornire energia propria, ma in quanto esiste una sorgente esterna di energia. In tal caso il campo elettrostatico determina semplicemente, senza eseguire lavoro, un disciplinamento direttivo del moto dei ioni, e quindi una corrente nel filo che unisce i due piatti; l'energia è quella di ricombinazione dei ioni. Ma il campo non può essere trascurato o ignorato. Anche in una dinamo PACINOTTI a magnete permanente la corrente è prodotta per virtù del lavoro meccanico esterno, ma il campo induttore è condizione indispensabile a che quel lavoro diventi energia elettrica.

Nelle pile idroelettriche il compito dell'effetto Volta è assai più importante; così nella pila DANIELL l'energia è prodotta per virtù della formazione del rame neutro e della distruzione dello zinco neutro; e, come si è visto, in questo processo si deve ritenere che la maggior parte del lavoro ottenuto sia dovuto al passaggio elettronico, e la maggior parte della f. e. m. abbia sede al contatto dei due metalli diversi.

Il caso estremo si ha nella pila meccanica, dove lo spostamento elettronico da solo può produrre lavoro elettrico e lavoro meccanico.

Basta pensare a due dischi di rame e di zinco neutri di notevole superficie, situati a distanza e rilegati da un filo. Per il loro avvicinamento si produrrà una corrente e un lavoro meccanico di attrazione, dovuti al fatto che degli elettroni abbandonano il disco di zinco per accorrere a quello di rame. La piccolezza della capacità elettrostatica limita la possibilità di afflusso di un gran numero di elettroni; ma se su un blocco di rame si fanno accorrere insieme elettroni da una parte e ioni positivi dall'altra così da lasciare immutato il potenziale elettrostatico, le correnti e le energie ottenute possono diventare molto maggiori. È questo che in fondo avviene nella pila idroelettrica. Ecco perchè la spiegazione del funzionamento della pila sulla base dell'effetto Volta non può condurre a contraddizioni sostanziali, e va anzi considerata come scientificamente corretta.

Chiarite così le divergenze intorno alla teoria del contatto, l'opera di VOLTA, che fu guidato da quella sua teoria alla scoperta fondamentale del campo elettrostatico proprio di una coppia bimetallica e a quella della pila elettrolitica, ci appare come illuminata da una intuizione geniale e divinatoria. Essa si impone ancora oggi alla nostra riverente ammirazione, pur dopo un secolo fecondo di grandi scoperte, che hanno a varie riprese sconvolte e rinnovate le teorie della Fisica.

UN NUOVO METODO DI ESPLORAZIONE DEL CAMPO MAGNETICO E UNA CONFERMA DELL'EFFETTO ASSIALE⁽¹⁾

Nota del Dott. L. SESTA

Sunto. - Nella prima parte della presente nota si espone un metodo di esplorazione punto per punto di un campo magnetico, basato sulla misura dell'effetto HALL di una lamina di bismuto di dimensioni molto piccole. Con questo metodo si studiarono i campi magnetici in cui i proff. LA ROSA e SELLERIO osservarono e studiarono il nuovo effetto galvanomagnetico che chiamarono assiale; e ciò per rispondere ad una obiezione circa questo nuovo effetto.

Nella seconda parte si constata la presenza dell'effetto assiale in un campo magnetico, esente da ferro, perfettamente uniforme, generato da un rocchetto di opportune dimensioni.

Le due ricerche provano l'inconsistenza del dubbio avanzato sull'imputabilità dell'effetto assiale a difetto di uniformità del campo magnetico.

I proff. LA ROSA e SELLERIO ⁽²⁾ avendo posto normalmente al campo magnetico prodotto da un'elettro-calamita WEISS un disco di bismuto, attraversato da una corrente secondo un piano diametrale e provvisto di due elettrodi secondari puntiformi attaccati nei punti di mezzo delle facce piane, constatarono l'esistenza di un effetto galvanomagnetico nella direzione normale alla corrente e *parallela* alle linee di forza del campo; effetto che chiamarono *assiale*.

In seguito il prof. SELLERIO sostituì al disco lamine, preparate come per le ordinarie misure dell'effetto HALL, che faceva ruotare attorno ad una retta normale alle linee di forza; studiò in tal modo il fenomeno e ne diede la legge di variazione. Non insisto sui parti-

⁽¹⁾ Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Palermo.

⁽²⁾ *Effet galvanomagnétique parallèle aux lignes de force et normal au courant.* C. R. 170, pag. 1447, 1920.

colari di questo interessante studio ed invio il lettore per una perfetta conoscenza alla nota originale ⁽¹⁾.

In merito a questi risultati è stato avanzato il dubbio ⁽²⁾ che l'effetto descritto, piuttosto che un nuovo fenomeno, fosse null'altro che un vero effetto HALL, dipendente dalla non perfetta uniformità del campo magnetico in cui si sperimentava.

A tali obiezioni è stato esaurientemente risposto, con valide ragioni dal prof. SELLERIO ⁽³⁾; ma non di meno appariva desiderabile che le ragioni teoriche fossero appoggiate dal responso diretto dell'esperienza.

Pertanto mi è stato affidato il compito di fare lo studio sperimentale dei campi magnetici, nelle condizioni medesime in cui il fenomeno era stato osservato e studiato; tentandone con qualche opportuno metodo l'esplorazione punto per punto.

Non solo, ma per rimuovere ogni traccia d'incertezza, e dare una definitiva prova dell'effetto mi sono assunto un secondo compito, e cioè riprodurre alcune ricerche del prof. SELLERIO *in un campo magnetico esente da ferro* e perfettamente uniforme, quale può certamente ritenersi quello prodotto da un rocchetto di opportune dimensioni.

Per il primo studio ho pensato subito di servirmi dell'elegante metodo ottico a visione diretta del prof. CORBINO, metodo basato sul fenomeno MAJORANA.

Tale metodo però non è più efficace, come ho potuto constatare per campi compresi fra 4000 e 6000 Gauss, limite entro cui m'interessava fare lo studio.

E ciò nonostante avessi avuto cura di servirmi di campioni di ferro Bravais vecchio più di 10 anni. Il fenomeno della birifrangenza si manifestava, in queste condizioni, solamente con variazioni d'intensità luminosa. Ciò dice che, pur essendo il liquido attivo, la birifrangenza non raggiungeva una lunghezza d'onda.

Pertanto dovetti abbandonare questo metodo; il quale è veramente fecondo per lo studio di campi più intensi.

⁽¹⁾ *Analisi di tre effetti galvanomagnetici. Conferma di un nuovo effetto.* N. C., s. VI, vol. XX, pagg. 51-94, 1920.

⁽²⁾ CAMPBELL: *Galvanomagnetic and thermomagnetic effects.* Longmans, London, 1923.

⁽³⁾ *Zeitschrift für Physik.* Bd. 32, Heft 10, 1925. (Zu einem Einwand gegen die axialen galvano-und thermomagnetischen Erscheinungen).

Vedasi anche: *Indagini sulla natura di alcuni effetti galvanomagnetici.* N. C., s. IV, vol. XX, 1921, in cui le esperienze erano assoggettate ad una acuta critica.

Altri metodi noti non si prestavano per la mia esplorazione; ho scartato il comune metodo della spirale di Leduc, perchè, date le dimensioni non troppo piccole delle comuni spirali, mi permetteva solamente di determinare l'intensità media del campo in una porzione estesa dell'intraferro. Decisi allora di studiare questi campi mediante lo stesso effetto Hall; servendomi di una sottilissima laminetta di bismuto di *dimensioni molto piccole*, mm. 5×3 , di modo che, posta normalmente al campo, abbracciasse una piccola porzione dell'intraferro.

Questo metodo si è rivelato molto sensibile e ne ho profitto; esso permette di esplorare il campo nei suoi punti, solo che per ottenere l'andamento generale occorre fare una serie di successive misure, e disegnare sopra un piano le *linee isodinamiche* che col metodo CORBINO vengono addirittura fotografate.

Il dispositivo sperimentale di cui mi sono servito è quello solito per le misure dell'effetto HALL.

L'elettromagnete era del tipo WEISS, costruito da Bourbouze di Parigi, con espansioni polari piane di 70 mm. di diametro ed avvolgimento di 21/10 di mm. di sezione.

Un dispositivo opportuno permetteva d'individuare la posizione della laminetta nello spazio e di effettuare spostamenti dell'ordine del mm. in tre direzioni differenti ed ortogonali fra di loro. Ho assunto queste direzioni come assi di un sistema di coordinate cartesiane con origine nel centro dell'intraferro; e precisamente, per asse X la congiungente i centri delle facce polari; per asse Y la perpendicolare ad X giacente nel piano orizzontale; la direzione Z resta così univocamente determinata.

Il dispositivo sopra citato assicurava inoltre il perfetto parallelismo della lamina con le facce polari.

Le misure si fecero col solito sistema delle quattro letture.

Ho prima studiate le variazioni lungo gli assi X , Y , Z spostando la lamina di quattro mm. ogni volta, nei due sensi, ossia passando per es. dal punto (4, 0, 0) al (—4, 0, 0), poi dal punto (8, 0, 0) al (—8, 0, 0) ecc.

Stabilito così l'andamento del campo secondo i tre assi ho considerato i punti del piano orizzontale XY .

I risultati ottenuti sono rappresentati nelle unite tavole, dove sono designate le *linee isodinamiche* relative ai punti di questo piano.

La Tav. I si riferisce allo studio fatto con intraferro di 40 mm., corrente d'eccitazione 7 A.

Da essi si vede che il campo si presenta perfettamente uniforme in una regione estesa dell'intraferro, e precisamente nello spazio compreso quasi di un cubo di 32 mm. di spigolo. Allontanandoci da questa regione si notano variazioni sensibili.

Difatti per l'asse Y da 16 a 20 mm., nei due sensi, si ha una variazione, decrescente, del 2,5 % circa; da 20 a 30 mm. una variazione del 9 % circa; da 30 a 40 mm. (5 mm. fuori dell'intraferro) una variazione del 16 % circa. Le stesse variazioni si notano per l'asse Z . È inoltre notevole la variazione del campo lungo le due parallele ad X , giacenti nel piano orizzontale, alla distanza di 30 mm. dal detto asse. Infatti si vede che partendo dal punto (0, 30, 0) o dal simmetrico (0, -30, 0) e spostandoci secondo X , nei due sensi, per i primi 8 mm. si hanno debolissime variazioni; mentre da 8 a 12 mm. si ha una variazione del 6,6 % circa, da 12 a 16 una variazione del 12,5 %, in sostanza attorno a questa regione le linee di forza s'addensano.

Il campo inoltre si presenta simmetrico fino alle estremità delle facce polari, uscendo un po' fuori si notano piccole dissimmetrie dalla parte dell'asse $-Y$, dovute certamente alla dispersione di qualche linea di forza del rocchetto maggiore. Questo campo nella regione perfettamente uniforme, misurato col metodo della spirale, risultò di 4500 Gauss.

La Tav. II si riferisce allo studio fatto portando la distanza fra le masse polari a 20 mm. e lasciando invariate anche queste condizioni. Anche questo campo si presenta perfettamente uniforme in una regione sufficientemente estesa dell'intraferro, e misurato come il precedente risultò di 6500 G .

Lungo gli assi Y e Z , fuori di questa regione, si hanno variazioni notevoli:

da 16 a 20 mm. una variazione del 2 % circa; da 20 a 30 mm. una variazione del 5 % circa; da 30 a 40 mm. una variazione del 20 % circa.

Lungo le due parallele ad X , partendo dal punto (0, 30, 0) o dal simmetrico (0, -30, 0) e spostandosi di 6 mm., nei due sensi, si ha una variazione crescente dell'8 %.

Da quanto si è detto scaturisce che i campi magnetici considerati sono uniformi nella regione che è servita per gli studi; cosicchè resta escluso sperimentalmente che l'effetto studiato da LA ROSA e SELLERIO potesse dipendere da non uniformità del campo.

Ricerche dell'effetto assiale in un campo uniforme privo di ferro.

Il dispositivo è quello rappresentato dalle figure 1 e 2.

Dentro un rocchetto, di 40 cm. di lunghezza, 32 mm. di diametro interno, con sette strati di filo di 2 mm., scorreva a dolce sfregamento un cilindretto d'ottone, fissato sopra una guida prismatica pure d'ottone disposta all'interno del rocchetto e secondo una generatrice.

Cilindro e rocchetto erano perfettamente coassiali. Il primo sosteneva una tavoletta di ebanite rettangolare, ben levigata, i cui

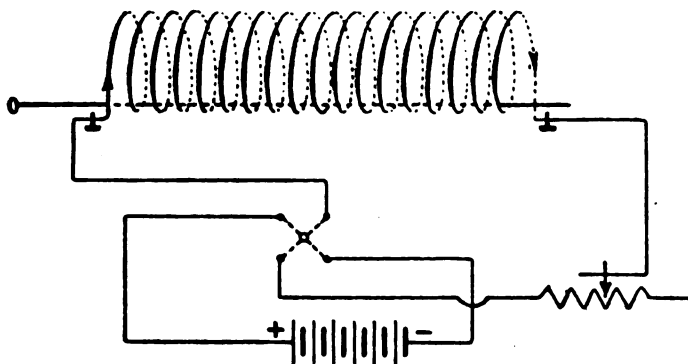


Fig. 1

assi, nella posizione verticale, coincidevano perfettamente con i diametri orizzontale e verticale del cerchio sezione mediana del cilindretto stesso.

Sul piano di questa tavoletta venne incollata una piccola e sottile lamina di bismuto, pure rettangolare, di dimensioni mm. $12,2 \times 9,9$, in modo che i suoi assi coincidevano esattamente con quelli del sostegno di ebanite. La lamina poteva ruotare attorno all'asse orizzontale determinato dalla congiungente gli elettrodi primari puntiformi. Essa mediante staffette poteva fissarsi nella posizione orizzontale e verticale. Tutto questo dispositivo si pose nella parte centrale del rocchetto.

Per l'effetto *assiale* (fig. 3), posta la lamina orizzontale, ossia parallela alle linee di forza, ho assunto come verso positivo del campo quello che va da destra a sinistra rispetto al nuotatore d'Ampère che guarda la lamina, in modo che la corrente lo attraversi dai piedi

alla testa; come positive le correnti α_0 ed α quando attraversano la lamina nel verso assunto come positivo per il campo; la corrente

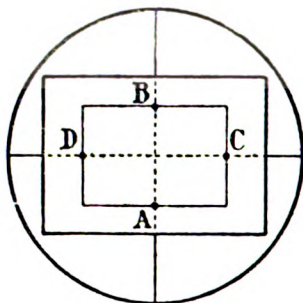


Fig. 2

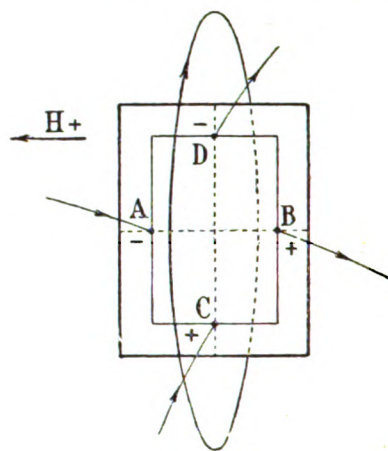


Fig. 3

primaria fu presa come positiva quando percorre la lamina nel senso indicato in figura.

L'effetto fu misurato con galvanometro tipo HART-BROUN, resistenza interna 30Ω , sensibilità $1,05 \times 10^{-6}$.

Con corrente primaria 160 mA e corrente d'eccitazione 15 A., le misure diedero i seguenti risultati:

I. Corrente primaria +					II. Corrente primaria -				
H	α_0	α	α_{01}	δ	H	α_0	α	α_{01}	δ
+	+ 51,5	+ 54,2	+ 51,8	+ 2,6	+	- 11,5	- 14	- 12	- 2,3
-	+ 51,8	+ 49	+ 51,4	- 2,6	-	- 12	- 9,8	- 13	+ 2,7

Volli anche misurare l'effetto HALL, ruotando di 90° la laminetta, ferme restando le condizioni sopradette; le misure diedero:

I. Corrente primaria +					II. Corrente primaria -				
H	α_0	α	α_{01}	δ	H	α_0	α	α_{01}	δ
+	+ 25	+ 15	+ 25	- 10	+	- 17	- 5	- 17	+ 12
-	+ 25	+ 39	+ 25	+ 14	-	- 17	- 29	- 17	- 12

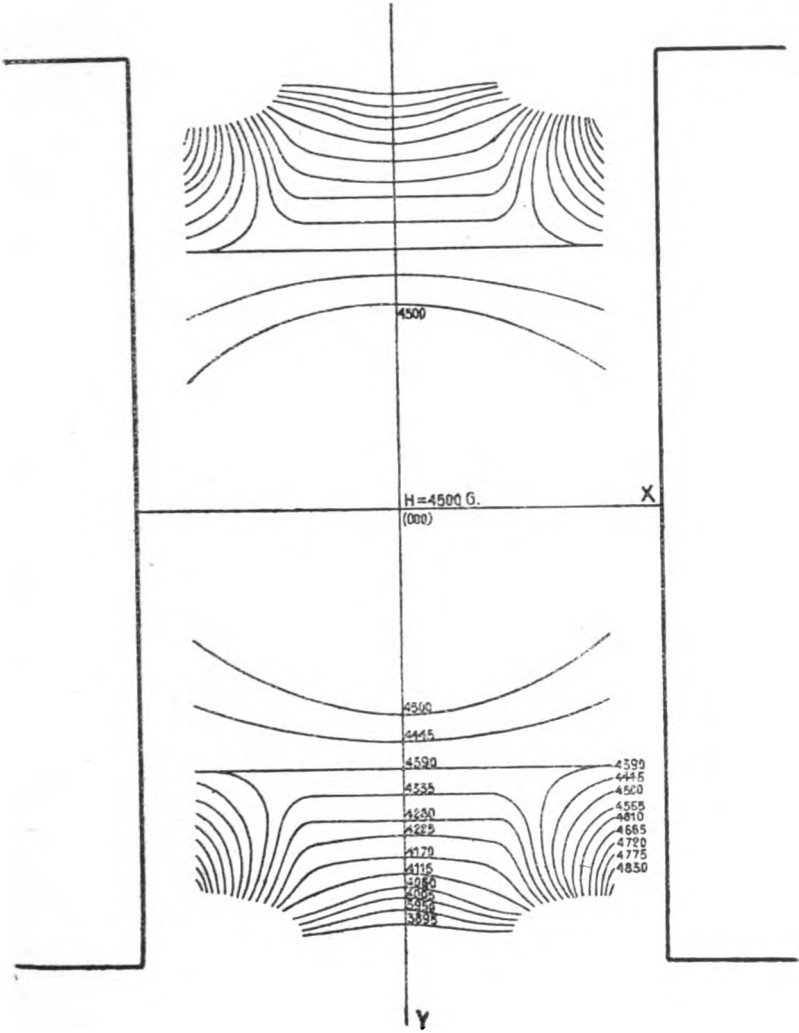
Si constatò così che l'effetto *assiale* era circa $1/5$ dell'effetto normale. La sola obiezione a cui si possa pensare è questa: era la lamina nel caso dell'effetto assiale, perfettamente orizzontale, o meglio, parallela alle linee di forza? Senza dubbio il dispositivo permetteva di realizzare questa condizione; ma pur tuttavia, volendo togliere ogni scrupolo, ho fatto ruotare la lastrina cercando per tentativi l'orientazione per la quale l'effetto galvanomagnetico risultava quasi nullo. Quando ciò avveniva la laminetta era *nettamente* inclinata rispetto alle linee di forza e formava con queste un angolo di circa 25° .

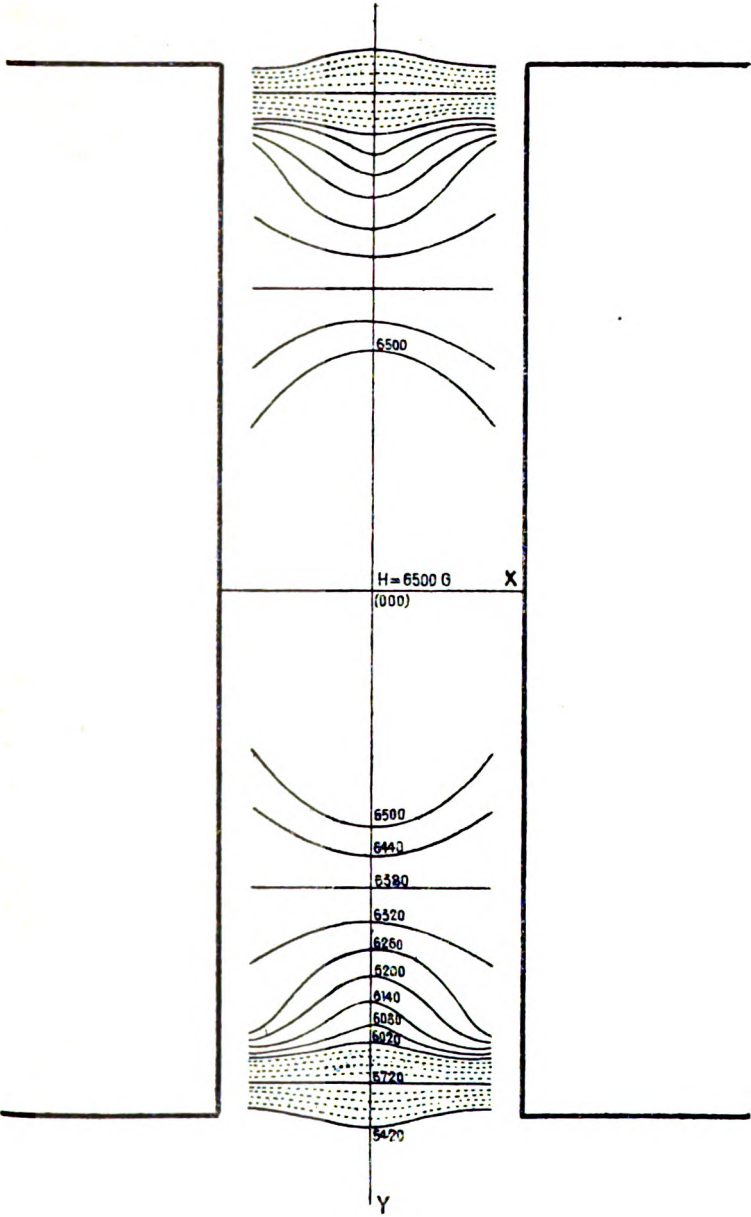
La misura fatta in tali condizioni diede:

I.					II.				
Corrente primaria +					Corrente primaria —				
H	α_0	α	α_{01}	δ	H	α_0	α	α_{01}	δ
+	+ 42	+ 42	+ 42	0	+	- 23	- 22,8	- 23	+ 0,20
-	+ 41	+ 41,2	+ 41,2	+ 0,10	-	- 23	- 23,3	- 23,3	- 0,15

Resta pertanto *sperimentalmente stabilito* che l'effetto assiale è un nuovo effetto galvanomagnetico non imputabile a disuniformità del campo magnetico.

Palermo, novembre 1926.





SUL TEOREMA DELLA CONCORDANZA DELLE FASI DI DE BROGLIE

Nota di A. CARRELLI

È ben noto quale grande importanza abbia assunto in tempi recentissimi l'analogia, già da tempo riscontrata, esistente fra l'ottica geometrica e la meccanica. Partendo da un lavoro fondamentale di DE BROGLIE ⁽¹⁾, SCHRÖDINGER ⁽²⁾ ha potuto fondare tutta una nuova meccanica (Wellenmechanik) che ha permesso di ottenere in modo del tutto nuovo la soluzione del problema fondamentale della teoria quantistica: l'esistenza di stati stazionari dell'atomo con particolari valori dell'energia. Il progresso veramente notevole ottenuto per questa via è dovuto alla posizione fondamentale di considerare coordinata con il moto di un punto materiale la propagazione di un sistema di onde (Wellenpaket) e l'analogia ha portato nuove e importanti vedute in problemi di meccanica atomica.

Restando invece nel caso della meccanica abituale, in cui si considerano traiettorie a curvatura non così piccola come quelle delle orbite elettroniche negli atomi, vediamo se può continuarsi l'analogia e precisamente vediamo a quale risultato si arriva considerando coordinato alla propagazione di un treno d'onda un corpuscolo materiale. Base delle nostre considerazioni è il lavoro fondamentale di DE BROGLIE in cui per la prima volta è annunciata la possibilità di sostituire al punto materiale la propagazione di un sistema di onde.

Il procedimento di DE BROGLIE, che è stato poi modificato nella teoria di SCHRÖDINGER, è il seguente: consideriamo in base al principio di relatività, ogni massa materiale m come una particella di energia, e consideriamo questa particella d'energia come un quanto la cui frequenza ν_0 , frequenza di un'onda connessa con la massa m_0 , è data dalla relazione fondamentale

$$(1) \quad m_0 c^2 = h \nu_0.$$

(1) DE BROGLIE, « Ann. de Phys. », Ser. X, Tomo III, p. 27, 1925.

(2) SCHRÖDINGER, « Ann. de Phys. », Bd. 79, 361, 483, 734. Bd. 80, 437.

Se ora la massa m_0 è dotata di velocità $v = \beta c$ un osservatore fisso attribuisce al mobile un'energia cinetica data da

$$(2) \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Ma poichè m_0 si muove con la velocità v la frequenza dell'onda connessa con la massa m_0 diventa per l'osservatore fisso in virtù della contrazione di LORENTZ

$$\nu_1 = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

o in base alla (1)

$$\nu_1 = \frac{m_0 c^2}{h} \sqrt{1 - \beta^2}$$

ma l'energia del punto materiale dà anche un'altra frequenza secondo la relazione

$$h\nu = E$$

e cioè

$$\nu = \frac{m_0 c^2}{h} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Si ottengono cioè da queste considerazioni due frequenze ν e ν_1 ed uno dei risultati interessanti ottenuti da DE BROGLIE è l'aver riconosciuto che il fenomeno ondulatorio fondamentale connesso con il mobile è la propagazione di un'onda di fase la cui frequenza è ν . Precisamente egli ha dimostrato il teorema dell'armonia delle fasi, il cui enunciato è il seguente: *il fenomeno periodico connesso con il mobile, e la cui frequenza per l'osservatore fisso è $\nu_1 = \frac{m_0 c^2}{h} \sqrt{1 - \beta^2}$, per questo osservatore è sempre in fase con un'onda la cui frequenza è $\nu = \frac{m_0 c^2}{h} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ e la cui velocità di propagazione è $V = \frac{c^2}{v}$.*

Osserviamo dunque che, considerando connesso con il mobile un fenomeno ondulatorio, vengono a generarsi due frequenze ν e ν_1 di cui ν ha effettivamente importanza in quanto è l'onda di fase. Vogliamo ora ricercare che cosa bisogna considerare nel caso che si operi la sostituzione inversa a quella ora fatta e quale diventi l'enunciato del teorema di DE BROGLIE sulla concordanza delle fasi, quando cioè si consideri la propagazione di un fenomeno ondulatorio e a questo si coordini un moto di un punto materiale.

Si vede subito che se si avesse semplicemente un'onda di fase propagantesi con velocità $V (> c)$ non avremmo modo di stabilire

un'analogia con la meccanica poichè che cosa si propagherebbe con una velocità $v (< c)$ assimilabile alla velocità del mobile connesso con l'onda?

Se invece consideriamo un pacchetto d'onda, la velocità di propagazione dell'ampiezza di questo pacchetto è data da

$$\frac{1}{U} = \frac{d\left(\frac{v}{V}\right)}{dv}$$

e come ha mostrato DE BROGLIE

$$U = \beta c = v,$$

cioè la velocità di propagazione dell'ampiezza risulta assimilabile alla velocità di un mobile coordinato alla propagazione del pacchetto d'onda considerato. Cerchiamo allora di stabilire il teorema equivalente a quello della concordanza delle fasi.

A tale scopo conviene modificare opportunamente l'enunciato su-esposto, e osserviamo a tale scopo che quando il mobile passa dalla velocità 0 alla velocità v la variazione della sua energia è

$$\Delta E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

Ora fra le due frequenze ν e ν_1 che si sono considerate precedentemente, ha la proprietà enunciata dal teorema la ν , che è connessa con la variazione osservata d'energia per effetto del moto del mobile, poichè la variazione della ν , quando il pacchetto d'onda si propaga con velocità v , è data da $\frac{\Delta E}{h}$. Dunque il teorema di DE BROGLIE può

anche enunciarsi dicendo: il fenomeno periodico coordinato ad un mobile ha la stessa fase di un'onda, la cui frequenza varia al variare delle velocità con la stessa legge, con la quale varia l'energia cinetica del mobile; è cioè la variazione dell'energia cinetica del mobile è collegata alla variazione della frequenza dell'onda di fase coordinata al moto della massa materiale.

Dato quest'enunciato, vediamo come se ne può trarre il duale: si supponga di avere un treno d'onda di una certa frequenza ν_0 e si consideri collegata a questa frequenza una massa m_0 data dalla relazione.

$$(1') \quad h\nu_0 = m_0 c^2.$$

Supponiamo che la velocità di fase di queste onde sia $V = \frac{c^2}{v}$, il gruppo d'onda si propaga allora con velocità v . Un osservatore

fisso attribuisce allora a questo pacchetto la frequenza

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$$

e cioè per effetto del moto si avrà una variazione di frequenza data da

$$(2') \quad \Delta\nu = \nu_0(1 - \sqrt{1 - \beta^2})$$

come nel caso duale si aveva per effetto del moto una variazione di energia. Nel primo caso il teorema di DE BROGLIE stabiliva l'uguaglianza fra la fase del moto vibratorio connesso con il mobile e quella di una certa onda di frequenza ν , detta onda di fase, per l'enunciato duale si dovrà dire che esiste una certa funzione, per ora incognita, la quale varia col variare della velocità di gruppo con la stessa legge, con la quale varia la frequenza del pacchetto d'onda che corrisponde alla fase.

Ora nel caso di un moto di un mobile dotato di velocità v e non sottoposto all'azione di forze, quella funzione della velocità, che varia con la stessa legge con la quale varia la frequenza (2'), è la funzione L di LAGRANGE data com'è noto da

$$L = m_0 c^2 (1 - \sqrt{1 - \beta^2});$$

quindi si vede subito che questa funzione corrisponde a ciò che è la fase nel caso primo considerato.

Il duale del teorema di DE BROGLIE potrebbe quindi enunciarsi dicendo: il mobile connesso con il pacchetto d'onda, la cui energia cinetica per l'osservatore fisso è $E = \frac{h\nu_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, per questo osservatore ha sempre la stessa funzione di LAGRANGE, data da

$$L = h_0 \nu_0 (1 - \sqrt{1 - \beta^2}),$$

di un mobile propagantesi con velocità v .

Ad avvalorare questo concetto, che cioè nella considerazione duale la funzione L corrisponde alla fase, si noterà che nel problema dinamico

$$\delta \int_t^{t_1} L dt = 0$$

per il moto effettivo, e nella teoria delle onde si ha il principio analogo al principio di HAMILTON, principio di FERMAT, il quale dice

che, data la funzione $\sin \varphi$ rappresentante un fenomeno sinusoidale, l'espressione

$$\delta \int_P^Q d\varphi$$

e cioè l'integrale della fase fra due punti P e Q è un minimo per la propagazione effettiva.

Concludendo dunque come nella considerazione di un'onda o di un pacchetto d'onde coordinato al moto di un punto materiale si generano due frequenze di moto vibratorio ν e ν_1 , così nel caso duale di un mobile connesso con un pacchetto d'onda si generano due funzioni della velocità E e L , energia cinetica e funzione di LAGRANGE, che variano, al variare della velocità, come variano nel primo caso le due frequenze ν e ν_1 .

SUL FENOMENO DI COMPTON

Nota di A. CARRELLI

Il fenomeno di Compton rappresenta uno dei più interessanti e decisivi successi della teoria dei quanti di luce. In base alle relazioni della conservazione dell'impulso e dell'energia nell'urto fra un quanto di luce e un elettrone si deduce infatti una legge di variazione della frequenza dell'onda incidente in funzione dell'angolo di diffusione, legge che è stata verificata sperimentalmente in modo altamente soddisfacente. Ma non soltanto questa deduzione è stata confermata; ed infatti, mediante le esperienze fondamentali di BOTHE e GEIGER e di SIMON ⁽¹⁾ è stato messo in evidenza il fenomeno elementare dell'urto di un quanto e di un elettrone, fenomeno che si svolge nelle sue particolarità così come è previsto dalla teoria. Si può però evidentemente tentare anche qualche altra interpretazione di questo fenomeno ed è interessante vedere per es. come si considera questo effetto dal punto di vista dell'elettromagnetismo classico, oppure come la nuova teoria ondulatoria di SCHRÖDINGER può essere ad esso applicata. Precedentemente dallo stesso SCHRÖDINGER ⁽²⁾ è stata data l'interpretazione del fenomeno con i nuovi concetti e scopo di questa Nota è di mostrare quale vantaggio si ottiene ragionando come fa SCHRÖDINGER.

La teoria elettromagnetica classica senza qualche complemento, che introduca in essa il concetto della discontinuità, non è naturalmente in grado d'interpretare il fenomeno di Compton per il fatto che nella formula che dà la frequenza diffusa compare la costante h , ignota in tale teoria; però completata opportunamente è atta a far seguire il meccanismo del fenomeno un po' più da vicino ⁽³⁾; ed infatti considerando l'azione che un fascio di radiazioni esercita sugli elettroni si ricava che questi acquistano una certa quantità di moto nella direzione della propagazione delle onde, quantità di moto che può dirsi dipendente dall'azione della pressione di radia-

⁽¹⁾ Cfr. « Hand. der Phys. », Bd. XXIII, p. 376.

⁽²⁾ « Ann. der Phys. », Bd. 82, s. 257, (1927).

⁽³⁾ Cfr. « Hand. der Phys. », loc. cit.

zione. Se ora s'introduce l'ipotesi che la quantità d'energia assorbita da un elettrone non può assumere tutti i valori possibili ma che *l'assorbimento avviene solo per quanti di energia*, si ottiene, tenuto conto dell'irraggiamento dell'elettrone, che il fenomeno di Compton, relativamente alla variazione della frequenza con l'angolo, può interpretarsi come dipendente da un effetto Doppler generato a sua volta dalla pressione di radiazione.

Ma quest'interpretazione che, seguendo il meccanismo classico, spiega il principale fatto osservato, la variazione di frequenza con l'angolo, non può soddisfare perchè dall'esperienza si ha che gli elettroni, che diffondono le radiazioni di grande frequenza nelle varie direzioni, non solo acquistano componenti di velocità nella direzione di propagazione del fascio ma anche in direzioni contenute in un piano normale a questo. Questa particolarità è stata chiarita da HALPERN⁽¹⁾, il quale ha mostrato che, tenendo conto della fase dell'onda che colpisce l'elettrone, si ottiene una componente di velocità anche in direzione normale a quella di propagazione del fascio. Come si vede dunque la teoria classica, tenuto conto nei calcoli della fase delle perturbazioni, è in grado di dimostrare come la velocità acquistata dall'elettrone possa essere comunque diretta; ma d'altra parte può fissare anche il valore di detta velocità, e quindi fornire una relazione fra la frequenza diffusa e l'angolo di diffusione, solo se s'introduce il concetto della discontinuità e in modo non soddisfacente.

La teoria fondata sulla concezione di quanti di luce ricava invece la variazione di frequenza dal principio di conservazione dell'impulso-energia applicato prima e dopo il processo, e quindi determina la velocità che acquista in una certa direzione l'elettrone, velocità che è funzione della direzione di diffusione del quanto; si ha cioè per ogni direzione, che forma un angolo ϑ con la direzione di propagazione, una certa variazione di frequenza e connessa con questa una certa velocità elettronica in una direzione ben determinata.

Ma anche secondo questa teoria rimane ancora un lato da chiarire; esso è il seguente: si consideri un quanto incidente su di un elettrone; da quale parametro dipende la direzione lungo la quale sarà diffuso? Mentre la teoria classica fa dipendere la direzione della velocità elettronica dalla fase dell'onda che lo colpisce, la teoria dei quanti di luce determina la grandezza della velocità, ciò che la precedente teoria non può fare, almeno senza introdurre ipotesi particolari, ma non è in grado di attribuire a qualche parametro connesso con il quanto di luce o con l'elettrone la ragione per la quale si ha

(1) HALPERN, « Zeit für Phys. », Bd. 30, s. 153, (1924).

la diffusione in una data direzione; non ha cioè nessuna possibilità di spiegare perchè un dato quanto è diffuso in una direzione piuttosto che in un'altra.

Vediamo quindi come questi due aspetti entrambi manchevoli siano invece completati dall'interpretazione di SCHRÖDINGER dell'effetto Compton la quale può dirsi compendia in una le due teorie. La trattazione completa dell'effetto Compton con la meccanica ondulatoria è stata fatta da GORDON ⁽¹⁾, ma è dovuta a SCHRÖDINGER un'interpretazione che permette di poterne vedere alcune particolarità e di seguire l'andamento del fenomeno. SCHRÖDINGER ⁽²⁾ sostituisce nelle sue considerazioni all'elettrone un'onda di fase con frequenza ν_0 definita dalla relazione $mc^2 = h\nu_0$ e che si propaga in una certa direzione. La propagazione di quest'onda genera in virtù della sua espressione analitica una distribuzione costante di elettricità nello spazio. Insieme a quest'onda SCHRÖDINGER ne introduce un'altra che interferendo con la prima dà origine ad un'onda di densità elettrica con un caratteristico vettore di propagazione (Ausbreitungsvektor) il quale ne fissa l'energia cinetica e l'impulso uguale a quello dell'elettrone. Il fenomeno di Compton allora, poste queste assunzioni, è ridotto al seguente schema: un'onda elettromagnetica si riflette su quest'onda di densità elettrica. Ora le leggi che regolano questo particolare fenomeno di riflessione sono analoghe, secondo SCHRÖDINGER, a quelle trovate da BRILLOUIN ⁽³⁾ nel caso che si abbia la riflessione di un'onda elettromagnetica su di un'onda elastica in un mezzo rifrangente con indice variabile con la densità. In base a queste ipotesi, e cioè presenza di due onde ψ e ψ' che danno origine ad un'onda di densità elettrica, riflessione di un'onda elettromagnetica su questa onda di densità secondo le leggi date da BRILLOUIN, SCHRÖDINGER ricava subito, ed in maniera molto semplice, che risulta verificata la relazione fondamentale di conservazione della impulso-energia così come viene utilizzata nella teoria dei quanti di luce, fra il vettore di propagazione dell'onda di densità elettrica e gli analoghi vettori dell'onda elettromagnetica incidente e riflessa. Quindi la frequenza dell'onda riflessa varia a seconda del valore dell'angolo in modo del tutto conforme alle relazioni già stabilite da Compton.

Vediamo allora quale risultato si ricava da questa interpretazione: la variazione di direzione di un quanto di luce diffuso da un elettrone dipende in tale ordine d'idee esclusivamente da un feno-

⁽¹⁾ GORDON, « Zeit für Phys. », Bd. 40, s. 117, (1926).

⁽²⁾ SCHRÖDINGER, loc. cit.

⁽³⁾ BRILLOUIN, « Ann. de Phys », 17, s. 88, (1923).

meno di riflessione, che l'onda elettromagnetica subisce sull'onda di densità elettrica; quale sarà allora l'elemento da cui dipende la direzione di diffusione? Questa dipende dalle posizioni relative delle due fronti d'onda, e cioè la direzione di diffusione di un quanto che colpisce un elettrone, dipende dalla posizione relativa della fronte d'onda di densità elettrica, che sostituisce nella concezione ondulatoria l'elettrone, e dell'onda elettromagnetica che la colpisce. Il fenomeno di diffusione in tal modo è completamente individuato in tutte le sue particolarità inquantochè nella interpretazione ondulatoria si può fissare la grandezza della velocità elettronica, e l'angolo di diffusione è parimente individuato in quanto dipende dalle posizioni relative delle due fronti d'onda. Si può quindi dire che nella meccanica ondulatoria si ritrovano fusi in uno i due aspetti che si riscontrano nella teoria elettromagnetica e nella teoria dei quanti di luce del fenomeno di Compton.

Concludendo dunque: dall'analisi delle interpretazioni secondo la teoria classica o secondo la teoria dei quanti di luce del fenomeno di Compton si sono messi in evidenza i lati manchevoli di esse e si è quindi mostrato come l'interpretazione ondulatoria proposta da SCHRÖDINGER permetta di determinare tutti gli elementi necessari per la descrizione particolareggiata del fenomeno.

NUOVO APPARECCHIO PER LA REGISTRAZIONE AUTOMATICA DEI SEGNALI RADIOTELEGRAFICI

Nota dell' Ing. P. Vocca

In una mia recente « Nota » ⁽¹⁾ davo notizia di un tipo di registratore automatico R. T., da me sperimentato e costruito, e della sua applicazione alle determinazioni di longitudine a mezzo della Radio. Successive ricerche mi hanno condotto — nell'agosto 1926 —

a perfezionare sensibilmente quel sistema di registrazione e ad ideare e costruire un nuovo strumentino che qui descrivo.

Stimo opportuno per la maggior chiarezza, richiamare la descrizione (già data nella « Nota » surriferita) del primo tipo di registratore, indicando poi quale, in esso, è la parte in seguito modificata.

La fig. 1 dà lo schema dei circuiti. Il « Relais primario » è un ricevitore telefonico a larga membrana (un buon ricevitore da altoparlante), collegato, nel modo solito, per mezzo della propria spina, all'apparecchio ricevente R. T. Sulla sua membrana *M* poggia una

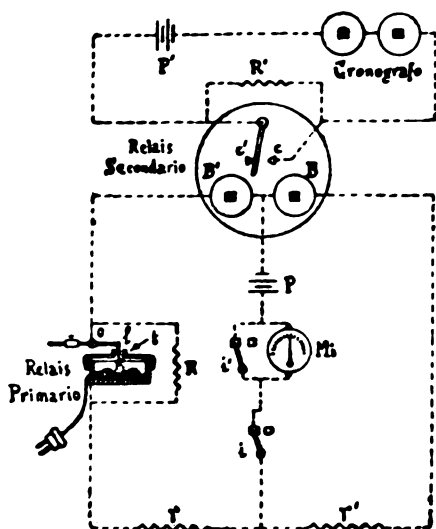


Fig. 1

levetta *l*, imperniata in *O* e munita di un piccolo contrappeso scorrevole. La leva e la membrana fanno parte — attraverso la massa metallica del ricevitore — di un circuito elettrico che costituisce uno dei due rami di un ottimo relais polarizzato (un Siemens, per es.) montato differen-

⁽¹⁾ *La registrazione automatica dei segnali radiotelegrafici e un nuovo metodo per la eliminazione degli errori di registrazione nelle determinazioni di longitudine.* (Pubbl. n. 5 del R. Osservatorio Astronomico di Pino Torinese. Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino, vol. 61, 1926).

zialmente (con presa, quindi tra le due bobine B e B'). Tale circuito può perciò essere *interrotto* tra l e M , di cui i contatti sono, naturalmente, di platino.

La resistenze r e r' servono a *equilibrare* perfettamente i circuiti dei due rami del relais secondario: una di esse è di un centinaio di ohms; l'altra viene variata finchè non si raggiunga il detto equilibrio; non c'è però molta diversità fra r ed r' , essendo piccola — a leva abbassata — la resistenza del contatto fra l e M .

Raggiunto tale *equilibrio*, e regolando il carrello che porta i contatti c e c' del Siemens, si giunge a far sì che, se l tocca su M , la leva di quest'ultimo rimanga normalmente appoggiata a c' : in tal modo il circuito del cronografo è *interrotto*; ma, non appena l venga *staccata* da M , per lo *squilibrio* sopravvenuto nei due rami del Siemens, la leva di questo cada su c , *chiudendo* il circuito del cronografo. P' è la pila che dà la corrente a questo; mentre P è quella che distribuisce la corrente fra i due rami del relais secondario; i è un interruttore generale; i' un interruttore che serve a includere (contatto di destra) o meno il milliamperometro Mi ⁽¹⁾: nella figura questo è escluso, poichè la corrente passa pel contatto di sinistra di i' ; R ed R' sono due resistenze *non induttive* di 2000 ω ciascuna, che servono ad evitare le scintille di apertura ai contatti, scintille dannosissime per la *prontezza* e *purezza* di registrazione.

Ora, tutto così regolato, e messo in funzione l'apparecchio ricevente R. T., ecco che cosa avviene all'arrivo di un segnale. La membrana M del ricevitore telefonico vibra, con un periodo proprio, e agisce per impulsi sulla levetta l : se questa avesse un periodo di vibrazione molto diverso da quello della membrana, o non seguirebbe gli impulsi, o li seguirebbe male; ma se — per mezzo del pesetto scorrevole — si raggiunge l'*eguaglianza* fra i due periodi di vibrazione, ossia una vera *risonanza* meccanica, avverrà che l vibrerà con la *massima ampiezza possibile*, sotto l'impulso della forza esterna (vibrazioni della membrana). Siamo quindi nel caso di *oscillazioni forzate*, in risonanza: è noto che, allora, le due vibrazioni (quella della forza esterna e quella da essa provocata sul sistema oscillante forzato) sono *in quadratura di fase* tra loro: ossia, mentre una passa pel massimo, l'altra passa per zero.

(1) Il milliamperometro ha lo scopo di far seguire le *variazioni* della corrente durante le registrazioni di un segnale e controllare che tutto proceda bene: esso (coi valori dati) segna il passaggio di una corrente di $50 \div 60$ milliampères, a leva abbassata; tale corrente diminuisce fino a $20 \div 30$ milliampères non appena si solleva l .

È il caso dell'oscillazione di un pendolo a cui, a ogni elongazione (fase massima), un sistema oscillante in risonanza con esso (forza esterna) dia un impulso: nel *momento* dell'urto la fase dell'oscillazione di quest'ultimo dovrà essere zero, poichè allora tutta l'energia da esso posseduta vien comunicata al pendolo, e il sistema oscillante rimane fermo in quell'istante. In tali condizioni il pendolo oscilla con la massima ampiezza, e l'istante dell'impulso è brevissimo.

Nel nostro caso, dunque, il contatto tra l e M diventa e si *man-*tiene *meno perfetto per tutta la durata* del segnale: la *resistenza* di esso *aumenta*, quindi, per la stessa durata di tempo e la leva del relais secondario resta su c (punta del cronografo attratta) finchè tutto non ritorni come prima.

L'apparecchio così realizzato per la registrazione è, oltre che prontissimo e sensibile, anche molto *selettivo*. Infatti, quando si vogliono registrare i segnali di una stazione R. T., se ne varia la *nota* (per mezzo degli appositi organi di sintonia dell'apparecchio ricevente) fino a che il periodo di vibrazione di essa divenga *uguale* a quello della membrana e a quello della levetta: siamo nelle condizioni di massimo rendimento e i segnali vengono registrati. Ma se, contemporaneamente, i segnali di un'altra stazione R. T. colpiscono l'apparecchio, in modo che il telefono li renda anche abbastanza sensibili all'udito, avviene che questi ultimi avranno sempre (e per le caratteristiche stesse della trasmissione, e per il non esatto *accordo* dell'apparecchio ricevente su di essi) una *nota diversa* da quella ottenuta dai primi e l'apparecchio per la registrazione non verrà, in generale, disturbato. Ciò è specialmente per la ricezione di trasmissioni a *onde persistenti*, le quali — per la necessità di produrre, per riceverle, *battimenti* locali variabili, entro certi limiti, a volontà — si prestano a più ampie variazioni di *nota*.

Così, dunque, anche con un apparecchio ricevente non eccessivamente selettivo, la registrazione risulta soddisfacentemente pura e netta (anche dai *parassiti atmosferici*, quando questi non siano fortissimi e continui) ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Nella « Nota » citata indicavo che l'apparecchio — fornito dietro richiesta a parecchi Istituti (R. Osservatori Astronomici di *Milano* e di *Trieste*, R. Istituto Idrografico della R. Marina di *Genova*, Stazione R. T. di *Mogadiscio*, Gabinetti di Geodesia delle R. Università di *Roma* e di *Pisa*) viene costruito dal tecnico dell'Osservatorio di Pino — sig. Giacinto Latini, e montato in elegante cassetta comprendente il « Relais primario », gli interruttori i e i' , il milliamperometro M_i e le resistenze rr' e R . Recentemente il R. Osservatorio di *Padova* e il Gabinetto di Geodesia della R. Università di *Genova* hanno richiesto e avuto un apparecchio simile, ma del tipo modificato.

Per quanto soddisfacentissimo nei risultati pratici, il tipo di registratore suddescritto presenta però qualche inconveniente che non tardai a rilevare. Infatti, il suo funzionamento è semplicemente fondato sul raggiungimento del *sincronismo* tra le vibrazioni (*nota*) della membrana (ossia della stazione R. T. da ricevere) e quelle della levetta *l*; e tale sincronismo è ottenuto, nel modo detto, col variare il periodo di vibrazione della levetta stessa, spostando il pesetto scorrevole lungo di essa.

Ora, così facendo, *non si può fare a meno di variare — contemporaneamente —* anche la *pressione* della punta sulla membrana del ricevitore. Ciò porta l'inconveniente che qualche stazione *non possa essere registrata*, pel fatto che potrebbe la sua *nota*, per es., richiedere il pesetto davanti, mentre, per la *debole intensità* della ricezione, occorrerebbe avere una *lievissima pressione* sulla membrana (pesetto *indietro*); e viceversa. Con quel sistema, insomma, *non è possibile separare nettamente le due regolazioni* — periodo di vibrazione e pressione della punta — necessarie al buon funzionamento dell'insieme.

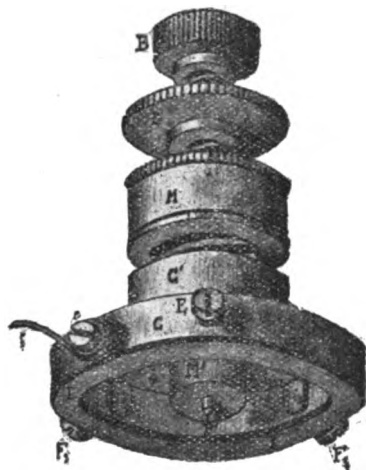


Fig. 2

È dalla considerazione di questo fatto che mi venne suggerita l'idea del nuovo tipo di apparecchio registratore. Esso (rappresentato, nel suo aspetto esteriore, nella fig. 2, e, in sezione, nella fig. 3) sostituisce *solo il sistema della levetta l* fulcrata in *O*, lasciando *invariato il resto dei circuiti*.

C è un collare che si fissa — a mezzo delle tre viti di forzamento F_1, F_2, F_3 — a un tubetto *t* sporgente al centro del ricevitore

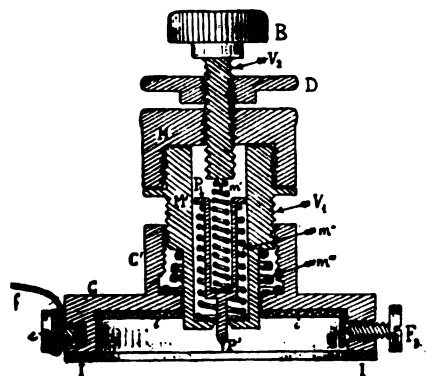


Fig. 3

(v. fig. 1); il collare stesso e le tre viti non vengono a *contatto* di questo ultimo (e quindi della membrana, facente *massa elettrica* con esso) per l'interposizione degli isolanti *I* e *i* e delle linguette elastiche ed isolanti i_1, i_2, i_3 ; *c* è la vite del contatto, a cui si attacca il filo *f* di

uno dei capi del circuito (quello che prima, in fig. 1, era collegato alla levetta l in O).

Entro la parte C' di C si avvita — con la vite V_1 — un blocco M' , la cui parte inferiore più piccola, sporgente da C , va ad *introdursi* nel tubetto stesso a cui C è fissato, fino a che la punta di platino P' , sporgente a sua volta dall'interno di M' , vada a toccare la membrana, stabilendo il *contatto elettrico* come prima faceva la levetta l della fig. 1. La molla m''' ha l'ufficio di rendere dolce e insieme senza *giuoco* lo spostamento di M' in C' . M è un coperchio avvitato stabilmente su M' .

La punta di contatto P' è fissata a un pezzo P , di cui la *forma* e il *modo di sospensione* sono la caratteristica e l'essenza del sistema. Infatti, esso è *sostenuto* da una molletta m'' , che tende a spingerlo verso l'alto, mentre esso stesso viene spinto in giù da una analoga molletta m' , contro cui fa contrasto una vite V_2 , avvitata in M e manovrata col bottone B . D è un semplice dado di forzamento, avente lo scopo di evitare che V_2 , messa « a punto » per la stazione da ricevere, si allenti.

Con tal sistema il pezzo P con la punta P' viene sempre tenuto in *equilibrio* e il suo peso risulta perfettamente bilanciato dalle due molle a contrasto. Queste devono essere esattamente proporzionate: e, precisamente, occorre che abbiano *uguale elasticità*, pur avendo diametro diverso. È evidente che, in tali condizioni, girando V_2 a mezzo di B (e spostando opportunamente M' in C') si può *non variare* affatto la *pressione* di P' stessa sulla membrana del ricevitore, ma *variare solo la compressione reciproca* delle mollette e — quindi — il *periodo* con cui tutto il sistema di P' con le due molle è capace di *vibrare*. La forma « a bicchiere » di P ha lo scopo di ottenere che, con qualunque tensione delle molle, esso rimanga sempre verticale e l'estremo P' non subisca spostamenti laterali.

È chiaro che, regolato in tal modo — col bottone B — il *periodo* di vibrazione di $P-P'$, avvitando più o meno il pezzo $M-M'$ in C' si varia la *pressione* della punta stessa sulla membrana.

Ecco dunque *separate* le *due rettifiche* necessarie per l'accordo del registratore con la stazione da ricevere, mercè *due* movimenti di regolazione aventi effetti *praticamente indipendenti* fra loro.

I vantaggi sull'altro sistema si son subito resi evidenti nelle esperienze: possibilità di accordare e registrare *qualunque* stazione, anche debolissima o rapidissima; maggiore *selettività*, potendosi con esso ottenere una più acuta sintonia; più sicura *costanza* di funzionamento; maggiore *robustezza* e maggiore *estetica* dell'insieme.

In fine, tale apparecchio ha, in pratica, presentato anche un altro vantaggio: quello di *soffocare* un poco all'*udito* i segnali, sì che, quand'anche questi fossero molto forti, è possibile *udire* battere — contemporaneamente ad essi — il cronografo o la « Morse » e quindi meglio sorvegliare il funzionamento di tutto il complesso ricevente.

Pino Torinese, marzo 1926.

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pupplico) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi. (*Sui principi filosofici delle diverse scienze; Sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; Sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; Sulla questione del vitalismo; Sulla questione sociale; Sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo, « SCIENTIA » pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, ed ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di « SCIENTIA », Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 130 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 160

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. - Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. - Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

APRILE 1927

ANNO IV-N.4

IL

JUL 24 1928

NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

Q. MAJORANA: *Commemorazione del Prof. Francesco Piola.* — Q. MAJORANA: *Su di una rappresentazione geometrica del trascinamento della luce per parte dei mezzi in moto.* — D. MAZZOTTO: *Il triodo melodico.* — V. GIAMBALVO: *La relazione fra conducibilità e potere termoelettrico nel campo magnetico.* — I. RANZI: *Sull'entità di una causa d'errore nell'uso degli igrometri a condensazione.* — *Osservazioni intorno ad una nota del Prof. Giorgi su « Quesiti insoluti nelle teorie fondamentali dell'elettromagnetismo ».* — RIVISTA: G. WATAGHIN: *Sopra alcune ricerche sperimentali dirette a stabilire la natura corpuscolare della luce.* — *Notiziario.*



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

“ IL NUOVO CIMENTO ”

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

COMMEMORAZIONE DEL PROF. FRANCESCO PIOLA

tenuta davanti alla Società Italiana di Fisica il 27 dicembre 1926
dal Prof. QUIRINO MAJORANA

Con vivo dolore dobbiamo ricordare la perdita del compianto nostro Socio e Consigliere di Direzione Prof. FRANCESCO PIOLA. Vera tempra di instancabile lavoratore, dotato di soda cultura scientifica, pronto ad assimilare le più delicate questioni di Fisica sperimentale o teorica ed a comprendere la portata delle loro applicazioni alla vita pratica, fornito di spiccate attitudini alla comprensione dei bisogni didattici e scientifici delle nostre Scuole, dotato di fine acume critico e di scrupolosa perizia nella esecuzione delle sue ricerche sperimentali; Francesco Piola, ha, sino al momento della Sua morte immatura, lavorato senza posa, pur avendo già da qualche anno raggiunta la cattedra universitaria, e, recentemente, la stabilità in essa.

La carriera di Francesco Piola si è svolta in ambienti e con indirizzi diversi; in ogni caso Egli dimostrò forza di volontà eccezionale, che gli permise infine di ottenere quella posizione sociale, che era più consona alle sue attitudini: di insegnante cioè di Fisica Tecnica nelle RR. Scuole di Applicazione, di Palermo prima e di Bologna poi.

Francesco Piola nacque a Venezia il 18 febbraio 1865, fu allievo della Scuola Normale Superiore di Pisa e si laureò in Fisica in quella Università nel 1888; diventò quasi subito assistente del Roiti, ma poi, per concorso, si diede all'insegnamento medio, rimanendovi per circa una ventina di anni (1890-1910). La lunga pratica da Lui così acquistata in tale periodo, Lo indusse forse a lasciare la carriera puramente didattica ed a passare all'Ispettorato delle Scuole Medie, dove si distinse particolarmente nel riordinamento delle Sezioni Industriali degli Istituti Tecnici, nella istituzione e nel rifornimento di Gabinetti Scientifici e nei provvedimenti per favorire la produzione nazionale del materiale scientifico. Vi rimase fino al 1922, nella quale epoca, avendo deciso di ritornare all'insegnamento, poté per pubblico concorso essergli assegnata la Cattedra di Fisica Tecnica nella R. Scuola di Applicazione per gli Ingegneri di Pa-

lermo, e in seguito essendo andato a riposo il Prof. Donati, dall'analoga Cattedra di Bologna, il Piola fu chiamato a succedergli: tale posto ha tenuto con autorità e zelo sino alla Sua morte.

Il Piola, anche all'infuori delle mansioni ufficiali principali alle quali si è accennato, curò sempre la ricerca scientifica. Ho infatti il personale ricordo della Sua assiduità nel frequentare l'Istituto Fisico diretto dal Blaserna e dal Sella e poi dal Corbino, compiendo importanti ricerche, malgrado il gravoso insegnamento secondario prima, la Sua attività nel Ministero poi.

Ebbe svariati incarichi di insegnamento sia in Elettrologia che in Elettrotecnica o Misure Elettriche. Ottenne due medaglie d'oro, l'una della Società Italiana di Fisica, e l'altra all'Esposizione di Applicazioni Elettriche in Brescia. Addetto all'Ufficio di Invenzioni e Ricerche durante la guerra, si distinse particolarmente nello studio di questioni applicative riguardanti vari rami della Fisica.

Il Piola ha lasciato una trentina di note o memorie, nelle quali ha trattato con la precisione e minuzia a Lui consuete, svariate questioni interessanti la Fisica pura od applicata; e rapidamente vogliamo qui ricordare tale molteplice attività nelle sue particolarità.

In un primo gruppo di lavori, il Piola si occupa del funzionamento del coherer, che aveva dato luogo, com'è noto, ai primi successi nella radiotelegrafia per opera di MARCONI. Egli, limitando principalmente il Suo studio ai contatti in ferro, mette in rapporto la teoria di BOSE, con quanto da altri sperimentatori è stato asserito.

Uno dei principali gruppi di lavori del Piola, riguarda fenomeni magnetici. Tratta dapprima gli effetti di campi magnetici oscillanti, su di una sostanza magnetica, mentre essa è sottoposta ad un ciclo di magnetizzazione. Egli arriva così a mettere in evidenza come l'annullamento dell'isteresi comunemente ammesso, sia soltanto apparente. E spiega in tal modo il fenomeno della magnetizzazione anomala.

Nel condurre tali ricerche il Piola si è, con felice intuito, servito del tubo di Braun; e tale prezioso artificio è in seguito adottato con successo da altri sperimentatori. Arriva con ciò il Piola, a rendersi conto esatto degli effetti di sovrapposizione di campi magnetici di varia natura persistenti, ed oscillanti più o meno rapidamente.

Attraverso uno studio del detector magnetico di MARCONI, Egli giunge poi alla determinazione dello smorzamento delle oscillazioni elettriche in un circuito, servendosi del metodo di RUTHERFORD, applicato al caso delle correnti di piccola ampiezza.

Dirige in seguito le Sperimentazioni di Risonanza, in collaborazione col Dr. TIERI, nel campo della magnetizzazione, e fa un notevole contributo

sperimentale alla conoscenza delle relazioni esistenti fra le variazioni magnetiche prodotte col peso dalle torsioni e la storia del campione assoggettato all'esame.

Quantunque di minore interesse, merita di essere segnalato anche un gruppetto di note, con le quali il Piola tende a determinare teoricamente l'effetto delle correnti di **FOUCAULT** nel nucleo magnetico (se conduttore), contenuto in un solenoide. I casi della corrente sinusoidale e della corrente oscillatoria smorzata sono così trattati separatamente.

È degno di rilievo il successivo Suo lavoro sul fenomeno che ha luogo nell'interruttore **WEHNELT**, che porta il nome di questi. Gli artifici e gli accorgimenti sperimentali usati dall'Autore in tale ricerca, Gli permettono di definire con chiarezza le complesse modalità del fenomeno, e di scoprire taluni spostamenti che assumono i gas svolti nell'elettrolisi, sotto l'azione di un campo magnetico.

Già da questi primi lavori si riconosce in Lui spesso l'orientamento verso problemi o questioni, che interessino a un tempo la Scienza fisica pura e l'applicata. E tale Suo orientamento si delinea successivamente con maggiore evidenza in altri Suoi lavori. Così in quello in cui Egli descrive una disposizione, che Gli permette di misurare facilmente la permeabilità dei mezzi magnetici, in campi alternati, ai fini della scelta del materiale per le costruzioni dei cavi telefonici. Così ancora, nella descrizione di un nuovo tipo di oscillografo che Gli fruttò la medaglia d'oro all'Esposizione internazionale di Applicazioni elettriche a Brescia (1909). Tale oscillografo del Piola, permette la verifica di relazioni fra le varie grandezze delle correnti alternate, che interessano l'elettrotecnico.

L'uso del tubo di Braun, che, come sopra si è detto, fu tra i primi introdotto per lo studio dei fenomeni elettrici e magnetici dal Piola in Italia, gli permise ancora l'analisi delle modificazioni, che subisce il ciclo di isteresi del ferro, col variare della temperatura; e dalla lunga relazione, che Egli fa della Sua ricerca, si comprende, ancora una volta, quanto sia prezioso detto tubo in ricerche del genere.

Sono ancora del Piola altre ricerche sulla magnetostrizione, e notevoli relazioni fra le grandezze che servono a definire la curva caratteristica dell'isteresi simmetrica.

Successivamente Egli applica i risultati di una Sua ricerca sulla trasmissione del suono attraverso mezzi eterogenei, alla spiegazione di talune modalità del fatto fonologico dell'audizione; descrivendo poi un apparecchio che permette l'audizione attraverso i denti.

In uno studio sul microfono il Piola formula due ipotesi di funzionamento, secondo le quali la conducibilità di tale apparecchio può variare in maniera esattamente sinusoidale o no. Solo la seconda di

tali ipotesi è, secondo Lui, da ammettersi; e tale conclusione presenta speciale interesse specie in rapporto ai problemi pratici della telefonia.

Ottenuta la cattedra di Fisica Tecnica, il Piola si orientò verso lo studio di questioni interessanti il Suo insegnamento o l'elettrotecnica.

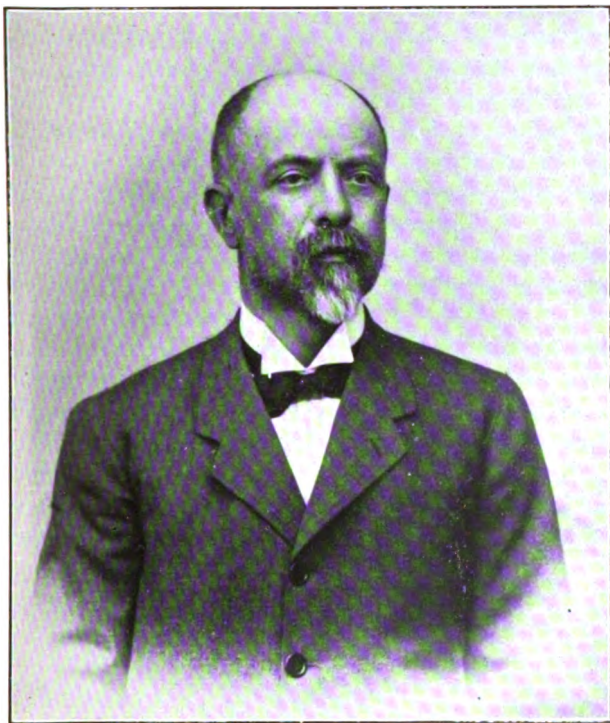
Potè così compiere le ultime Sue ricerche, di cui darò ora un breve cenno.

In un primo lavoro teorico e sperimentale sul ritardo dall'eccitazione della dinamo, Egli fa vedere dapprima, come siano insufficienti le teorie proposte da S. THOMPSON e da STEIMETZ sulla resistenza critica dell'eccitazione della dinamo. Rileva così, come non esista effettivamente tale resistenza, potendosi eccitare le macchine con qualsiasi resistenza esterna.

Una questione interessante, e purtroppo incompletamente studiata sinora (forse per le difficoltà e l'impossibilità di tener conto di tutti gli elementi che vi rientrano), è quella dell'acustica architettonica. Eppure il Piola ha saputo apportare anche in essa, un contributo degno di nota. Riassume infatti nel Suo studio, anzitutto i lavori sull'argomento dei fisici americani; e poi indica una Sua disposizione sperimentale, fondata sull'uso di un oscillatore termojonico, atto ad ottenere il valore iniziale dell'intensità sonora, misurato in rapporto noto con quello corrispondente alla cosiddetta soglia dell'udibilità. Con questo metodo, il Piola iniziò misure di riverberazione acustica nell'aula di Fisica Tecnica della nostra Scuola degli Ingegneri, e si riprometteva di continuarle, mentre altri autori (il DAVIS e il FLEMING) più tardi e quasi mentre Egli cessava di vivere, con metodo lievemente diverso dal Suo, hanno annunciato nuove ricerche sull'argomento.

Un ultimo lavoro del Piola riguarda il cosiddetto centro di una sorgente luminosa, e tenderebbe a risolvere un interessante problema di fotometria pratica. Dopo una discussione teorica sulla questione, Egli era arrivato a far costruire un interessante modello di nuovo fotometro, col quale, per altro, non ebbe il tempo di sperimentare.

Tutte le ricerche del Piola, presentano qualche carattere di originalità; Egli fu sempre in esse guidato dal desiderio di risalire, mediante l'osservazione quantitativa, e perciò dalla misura di un dato effetto, alla teoria di questo. Ed in tale senso, sempre ottenne felici risultati. Piola era uno studioso delle cose fisiche quali oggi raramente si trovano. Senza lasciarsi trasportare da idee ardite od addirittura rivoluzionarie, come comunemente avviene nel momento attuale della Scienza Fisica, Egli ha sempre esaminato con obbiettivo acume e con rispetto alle teorie dominanti, le numerose questioni di



FRANCESCO PIOLA

cui ha avuto occasione di occuparsi. Chi ebbe la fortuna di conoscerlo, non potè che riconoscere la sincerità e dirittura del Suo carattere, doti che pur si rispecchiano in tutte le manifestazioni della Sua attività.

Occupato negli ultimi anni ad affermarsi sempre più nella Sua autorevole posizione di successore del nostro amato Collega prof. Donati, e riuscendo in ciò sia per la Sua opera di scrupoloso ed efficace insegnante, che per la attività scientifica, di cui ho dato un rapido cenno, il Piola non tralasciava di interessarsi con ogni zelo, a cose che comunque avessero attinenza colla Scienza. Così, nominato Consigliere nella nuova Direzione della Società Italiana di Fisica, s'interessò subito con impegno alla vita e allo sviluppo del nostro Periodico, sicchè avremmo potuto attenderci da Lui un aiuto prezioso.

Negli ultimi tempi, con ogni lena collaborava all'organizzazione del Congresso della Società per il Progresso delle Scienze, che si tenne poi nel Novembre scorso qui a Bologna.

Mi ricordo così che Egli non tralasciava di accudire alla corrispondenza laboriosa inerente a tale Suo incarico, finanche stando sul letto dal quale non doveva più levarsi.

Il male inesorabile, che ne minava l'esistenza da poco tempo, si era aggiunto alle gravi angustie da Lui patite per sventure familiari. Francesco Piola, in età non avanzata, cessava di vivere il 5 agosto scorso, crudelmente rapito all'affetto dei parenti, amici, colleghi, allievi.

Vada alla Sua gentile figliuola e ai Suoi congiunti, da parte della nostra Società, l'espressione del nostro più vivo cordoglio.

PUBBLICAZIONI DI FRANCESCO PIOLA

1. *Radio conduttori semplici*. « L'Elettricista ». 1902.
2. *Radio conduttori a punta e sfera*. « L'Elettricista », 1902.
3. *La Teoria del Bose sui Coherer*. « L'Elettricista ». 1903.
4. *Effetti di campi magnetici oscillanti*. « L'Elettricista ». 1904.
5. *Condizioni di massimo effetto nel Detector Marconi*. « L'Elettricista ». 1905.
6. *Determinazione diretta dello smorzamento nelle oscillazioni elettriche*. « L'Elettricista ». 1905.
7. *Variazione di isteresi magnetica studiata col tubo di Braun*. « L'Elettricista ». 1906.
8. *Dispositivo per lo studio dell'isteresi magnetica sotto l'azione di campi magnetici oscillanti*. Atti Lincei. 1906.
9. *Alcuni risultati ottenuti col tubo di Braun*. Atti Lincei. 1906.
10. (In collaborazione con L. TIERI). *Variazioni magnetiche prodotte nel ferro colla torsione*. Atti Lincei. 1906.
11. (In collaborazione con L. TIERI). *Variazioni magnetiche prodotte colla torsione nel ferro percorrente cicli dissimmetrici*. Atti Lincei. 1906.
12. *Le correnti di Foucault nel nucleo conduttore interno ad un solenoide percorso da corrente alternata*. Atti Lincei. 1907.
13. *Scarica di un condensatore attraverso un solenoide abbracciante un mezzo conduttore*. Atti Lincei. 1907.
14. *Il fenomeno di Wehnelt*. « Nuovo Cimento ». 1907.
15. *Il concetto di massa nell'insegnamento elementare della meccanica*. « Nuovo Cimento ». 1907.
16. *Necrologio del prof. Alfonso Sella*. Atti A. E. I. 1907.
17. *Permeabilità magnetica del ferro in campi deboli rapidamente alternati con riferimento alla costruzione dei cavi telefonici*. Atti A. E. I. 1908. « Nuovo Cimento ». 1908.
18. *Resistenza e reattanza effettiva di un solenoide contenente un nucleo magnetico conduttore*. Atti A. E. I. 1908, « Nuovo Cimento ». 1910.
19. *L'interruttore di Wehnelt con corrente alternata*. Atti Lincei. 1908.
20. *Doppio oscillografo come apparecchio per esperienze da lezione*. « Nuovo Cimento ». 1909.

21. *Elettrolisi con corrente alternata nel campo magnetico*. Atti A. E. I. 1909, « Nuovo Cimento ». 1910.
 22. *Magnetismo*. « Nuovo Cimento ». 1909.
 23. *Note di elettrotecnica*. « Nuovo Cimento ». 1909.
 24. *Misure elettriche generali* (1910). (Lezioni litografate).
 25. *Magnetizzazione ciclica a differenti temperature*. Atti A. E. I. 1911, « Nuovo Cimento ». 1912.
 26. *Doppelerschilograph*. Der Mechaniker. 1912.
 27. (In collaborazione con L. TIERI). *Contributo allo studio della magnetostrizione*. Atti Lincei. 1912, « Nuovo Cimento ». 1913.
 28. *Le industrie della Scuola*. Parte I. « Nuova Antologia ». 1917.
 29. *Le industrie della Scuola*. Parte II. « Nuova Antologia ». 1917.
 30. *Rappresentazione armonica del ciclo di isteresi magnetica*. « L' Elettrotecnica ». 1917, « Nuovo Cimento ». 1917.
 31. *L' audizione traverso i denti ed un apparecchio per ottenerla*. Memorie R. Accademia di Modena. 1920, « Nuovo Cimento », 1920.
 32. *Ricerche teoriche e sperimentali sul microfono*. « L' Elettrotecnica ». 1921, « Nuovo Cimento ». 1921.
 33. *Il ritardo nella eccitazione delle dinamo*. Memorie della R. Accademia di Bologna. 1925.
 34. *Fenomeni caratteristici fondamentali nell' acustica architettonica*. « Ingegneria ». 1925.
 35. *L'autoeccitazione delle dinamo*. « L' Elettrotecnica ». 1925.
 36. *Centro di una sorgente luminosa ed apparecchio per determinarlo*. Memorie R. Accademia di Bologna. 1925.
-

SU DI UNA RAPPRESENTAZIONE GEOMETRICA DEL TRASCINAMENTO DELLA LUCE PER PARTE DEI MEZZI IN MOTO

Nota di QUIRINO MAJORANA

Sunto. - *Si dà un nuovo metodo per ricavare la formola di FRESNEL-FIZEAU della velocità della luce in un mezzo in moto secondo una possibile natura balistica della luce, facendo l'ipotesi che questa sia costituita da minutissimi proiettili, i quali, penetrando normalmente in un mezzo materiale trasparente, viaggino colla stessa velocità che nel vuoto, ma siano costretti a percorrere un tratto più lungo dello spessore del mezzo, pur conservando la loro direzione.*

Si dimostra poi che la rappresentazione data del fenomeno del trascinamento della luce è d'accordo colla teoria della relatività.

La velocità della luce in un mezzo trasparente, moventesi nella direzione del raggio, per un osservatore fisso, rimane accresciuta o diminuita a seconda che il senso del movimento del mezzo coincide o è contrario a quello della propagazione luminosa. Se diciamo V la velocità della luce nel vuoto, V_1 quella nel mezzo considerato, supposto in quiete, V_2 quella della luce nel mezzo dotato della velocità v , è noto che:

$$V_2 = V_1 \pm \theta v,$$

dove θ è il coefficiente di trascinamento di Fresnel-Fizeau espresso dalla relazione:

$$\theta = 1 - \frac{1}{n^2},$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo.

Questa formola, che era già stata stabilita da Fresnel, partendo da considerazioni sulla densità dell'etere, e supponendo che tale densità si accrescesse nell'interno della materia, fu verificata sperimentalmente per la prima volta da Fizeau, il quale ottenne, nel caso dell'acqua, per θ , il valore di 0,434, che è in ottimo accordo con la formola stessa.

Oltre che dalla concezione di Fresnel, e dalla esperienza diretta, la formola trascritta ha ricevuto gran credito da ragionamenti di

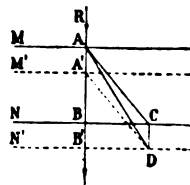
altra natura; partendo cioè dalla teoria elettromagnetica, o infine ammettendo la teoria della relatività di Einstein.

Nel momento attuale, in cui una revisione di molte fra le teorie fisiche fondamentali si rende necessaria, specialmente per quanto concerne le applicazioni o le conseguenze della teoria dei quanti, ed in cui si è forse accennato, più o meno direttamente, ad un ritorno alla teoria emissiva della luce (teoria balistica); pur non avendo ragioni soddisfacenti per dare sufficiente credito a tale teoria, ho pensato di ricercare una interpretazione diversa del fenomeno del trascinamento Fresnel-Fizeau, al quale la riportata formula si riferisce.

Non riporto per esteso i ragionamenti, forse non del tutto rigorosi, che mi hanno condotto al risultato più sotto indicato. E mi limiterò principalmente a mostrare, come una certa costruzione geometrica corrisponde, con grande approssimazione, al significato di quella formula.

Sia MN una lastra a faccie piane e parallele, trasparente e di indice di rifrazione n , nella quale un raggio R di luce penetra normalmente alle sue faccie. Se si suppone la lastra MN in quiete, si ha:

$$n = \frac{V}{V_1}.$$



Se invece la lastra è dotata di un moto secondo il raggio R e con velocità v , una vibrazione di R che è entrata nella lastra nel punto A , ne esce poi dal punto B , quando questo, in conseguenza del movimento di assieme della lastra, si sarà portato in B' . Conducasi ora AC tale che

$$\frac{AC}{AB} = \frac{V}{V_1} = n$$

ed inoltre $B'D$ parallela a BC , e CD parallela a BB' . Congiungasi poi A con D .

Nell'interno della lastra, in conseguenza del moto di questa, la luce avrà camminato con velocità maggiore. E propriamente, facciamo l'ipotesi che tale nuova velocità V_2 sia tale da soddisfare alla relazione

$$\frac{AD}{AB'} = \frac{V}{V_2}.$$

Si comprende facilmente che col crescere della velocità v della lastra, tale rapporto tende all'unità, e così pure l'indice di rifrazione della sostanza.

Vogliamo dimostrare che la costruzione indicata e l'ipotesi formulata portano a stabilire per V_2 , con grande approssimazione, lo stesso valore che è dato dalla formula Fresnel-Fizeau.

Dalla figura, oltre quelle già scritte, si hanno le seguenti relazioni:

$$\frac{AB'}{AB' - AB} = \frac{V_2}{v},$$

e cioè:

$$\frac{AB'}{AB} = \frac{V_2}{V_2 - v}.$$

Da esse si ricava anche:

$$\frac{AD}{AB} = \frac{V}{V_2 - v}.$$

Si ha inoltre:

$$\overline{AC}^2 - \overline{AB}^2 = \overline{AD}^2 - \overline{AB'}^2,$$

ossia:

$$\left(\frac{AC}{AB}\right)^2 - 1 = \left(\frac{AD}{AB}\right)^2 - \left(\frac{AB'}{AB}\right)^2.$$

Nella quale, sostituendo i tre rapporti già trovati più sopra, si ha:

$$\frac{V^2}{V_1^2} - 1 = \frac{V^2}{(V_2 - v)^2} - \frac{V_2^2}{(V_2 - v)^2}.$$

Cioè:

$$V^2 V_2^2 - 2v(V^2 - V_1^2)V_2 + v^2(V^2 - V_1^2) - V^2 V_1^2 = 0.$$

La quale, risolta rispetto a V_2 , e tenendo conto che

$$\frac{V}{V_1} = n,$$

dà:

$$V_2 = v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + V_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{V_1^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n^4}\right)},$$

dove si è dato il segno positivo al radicale, perchè V_2 è positivo.

Questa espressione, che è rigorosa, si semplifica sviluppando in serie il radicale e trascurando in questo sviluppo termini superiori al secondo in v/V_1 :

$$V_2 = V_1 + v\left[1 - \frac{1}{n^2} - \frac{v}{2V_1} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n^4}\right)\right].$$

In tale relazione, il terzo termine fra parentesi è piccolissimo rispetto ai primi due. Trascurandolo, si ricade esattamente nella formula di Fresnel-Fizeau:

$$V_2 = V_1 + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right).$$

Alla costruzione grafica indicata, che conduce in modo non del tutto esatto, ma con grandissima approssimazione, agli stessi risultati della formula di Fresnel, e che interpreta ottimamente e con precisione più che sufficiente i risultati dell'esperienza di Fizeau, io non voglio dare un significato superiore a quello di una semplice rappresentazione geometrica.

Tuttavia debbo dire, che sono stato condotto ad immaginarla pensando ad una possibile natura balistica della luce. Se si suppone questa costituita da minutissimi proiettili, viaggianti sempre con la stessa velocità, e che tali proiettili debbano traversare una folla di particelle (gli ultimi costituenti della materia trasparente) staccate l'una dall'altra, si può anche ammettere che, sino a quando lo spessore della materia trasparente non è eccessivo, essi, costretti a deviare in vario modo nel loro cammino, finiranno col superare tale spessore, percorrendo realmente un tratto di lunghezza superiore a questo, pur uscendo con la stessa direzione di prima. Si comprende come tale ipotesi debba enunciarsi con ogni riserva, chè infatti non è ammissibile pensare a continui urti veri e propri fra i proiettili e le particelle; perchè in tal caso la direzione primitiva del raggio non potrebbe venire conservata. Ma peraltro, quest'ultimo è il caso che interviene per spessori notevoli di sostanza trasparente, in cui cioè la luce viene in gran parte assorbita e diffusa in tutte le direzioni.

In sostanza, riferendosi alla figura, il tratto AC rappresenta il cammino rettificato che il corpuscolo luminoso, partendo da A , percorre per arrivare in B , mediante una linea sinuosa che si svolgerebbe attorno ad AB . Se la lastra MN è in moto, il corpuscolo arriva da A in B' , e questo cammino rettificato è rappresentato da AD . Per cui l'indice di rifrazione si abbassa se, come nel caso della figura, il moto della lastra concorda con quello della luce, divenendo il rapporto AD/AB' , più prossimo all'unità. L'inverso accadrebbe se la lastra fosse dotata di moto contrario.

Forse, uno studio teorico approfondito dell'argomento, potrebbe portare ad una comprensione più completa di questo modello, nella eventuale formulazione di una teoria balistica.

La rappresentazione geometrica del fenomeno del trascinamento della luce, indicata in questa Nota, se può dar luogo ad interpretazioni conformi ad un ipotetico concetto balistico, è anche d'accordo con la teoria della relatività. La cosa, come mi ha fatto osservare il prof. Fermi, è del tutto intuitiva. Infatti, secondo detta teoria, la velocità della luce nel mezzo in moto deve essere sempre la stessa per un osservatore ad esso legato. Ora se la NB si è portata in $N'B'$, la faccia MA è andata in $M'A'$. Un osservatore in A sarebbe così andato in A' , inoltre l'azione luminosa da A si è portata in B' . Per A' il fenomeno luminoso è dunque nelle stesse condizioni che nel caso della lastra ferma; poichè l'osservatore in esso collocato riterrà che l'indice di rifrazione del mezzo sia dato da $A'D/A'B'$, cioè identico al valore che si ha per il mezzo in quiete. Sicchè, per la teoria della relatività, la costruzione sarebbe del tutto rigorosa. Ma, se ciò è esatto, occorrerebbe dimostrare perchè, secondo tale teoria, non ha alcuna influenza l'aver trascurato, nella valutazione quantitativa del valore di V_2 più sopra riportata, termini di ordine superiore.

IL TRIODO MELODICO

GENERATORE DI FREQUENZE ACUSTICHE REGOLABILI

Nota del Prof. DOMENICO MAZZOTTO

Sunto. - È noto ⁽¹⁾ che col mezzo dei triodi si possono ottenere generatori di onde a frequenza acustica, usando dei rocchetti a forte autoinduzione con nucleo di fili di ferro, uniti a condensatori di grande capacità, e che le loro frequenze si modulano collo spostare il nucleo di ferro nell'interno dei rocchetti o col variare la capacità dei condensatori.

Nel circuito qui descritto, si ottiene più semplicemente lo stesso scopo sopprimendo il condensatore ed usando un trasformatore anche senza nucleo di ferro; le note si modulano con tutta facilità, variando, con un potenziometro o con altro mezzo il potenziale di placca.

Usando una tastiera i cui tasti sono messi in comunicazione coi punti del potenziometro atti a dare le note della scala musicale, si può eseguire un motivo qualunque. Da ciò il nome di « Triodo melodico » dato allo strumento.

Lo studio fatto sulla teoria fisica dello strumento condurrebbe alla conclusione che le variazioni di nota, al variare del potenziale di placca, possono attribuirsi a variazioni concomitanti nella resistenza interna del triodo.

L'apparecchio, oltre che prestarsi alle varie applicazioni degli altri oscillatori, a frequenze acustiche, meno semplici, ⁽²⁾ costituisce un piacevole esperimento didattico dimostrante l'influenza della capacità, dell'autoinduzione e della resistenza sulle oscillazioni elettriche, permettendo anche la misura di queste quantità.

Descrizione dell'apparecchio. Il circuito del triodo melodico è rappresentato nella fig. 1 e si differenzia da quello di un ordinario generatore ad alta frequenza:

1) per la soppressione del condensatore applicato al rocchetto vibrante *AB*;

2) perchè l'accoppiamento fra il circuito di placca e quello di griglia è fatto per mezzo di un trasformatore a nucleo di ferro

⁽¹⁾ C. GUTTON, *La lampe a trois électrodes*, (1925), pag. 94.

⁽²⁾ C. CONSTANÇON, *Nature*, vol. 116, pag. 244, (1925); MONDON, *Prakt. Schul-Physik*, vol. 3, pag. 20, (1923). P. HANCK, *Zeitschr. f. Physical. und Chem. Unterricht*. Vol. 40, pag. 24, (1927).

(un ordinario trasformatore a bassa frequenza) il cui primario è inserito nel circuito di placca ed il secondario nel circuito di griglia, nel senso opportuno per ottenere la reazione.

Se si inserisce un telefono nel circuito di placca o di griglia, e si tocca col filo di placca *J* uno dei poli intermedi della pila anodica *LH*, il telefono emette un suono musicale udibile a distanza, la cui altezza si può modulare spostando il punto di contatto *J* lungo la batteria, cioè

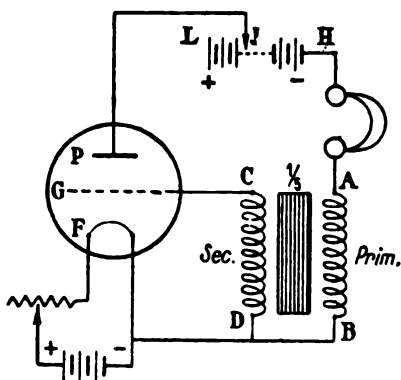


Fig. 1

variando il potenziale di placca, ottenendosi suoni tanto più bassi quanto più elevato è questo potenziale. Con una batteria anodica di 60 V, il cui potenziale sia sufficientemente frazionato, si possono ottenere note ad intervalli minori di un semitono, entro un intervallo totale anche superiore a due ottave, il che permette di riprodurre la scala musicale semitonata, e l'esecuzione di un qualunque motivo.

Per frazionare il potenziale della batteria, se questa è costituita dalle comuni pile tascabili a tre elementi, converrà saldare un piuolo metallico al polo positivo di ciascun elemento, ma meglio ancora si otterrà lo scopo applicando una batteria di pile ordinarie o di accumulatori alle estremità di un potenziometro, costituito da un filo di costantana (0,2 mm.) avvolto attorno ad un telaio, il quale porta, ad ogni spira un piuolo di presa.

La lunghezza totale del filo era nel mio caso di 9 m. per potenziali fino ad 80 V e di 18 m. per potenziali fino a 150 V, divisa in 51 spire, cosicchè portava 51 piuoli numerati a partire dal polo negativo della batteria.

Per suonare comodamente un motivo si fa uso della *tastiera fissa* che consta di una serie di bottoni metallici, disposti in due file come i tasti bianchi e neri del pianoforte; a ciascun bottone è saldato un filo sottile che porta all'estremità libera un tubetto il quale permette di innestarlo ad uno qualunque dei piuoli della pila o del potenziometro. Se, tenendo in mano il filo di placca *J*, si tocca uno dei bottoni della tastiera, si sente la nota corrispondente al potenziale del piuolo, col quale quel bottone comunica.

Bisogna poi *accordare* lo strumento, cioè, partendo dal bottone più a sinistra che deve dare la nota più bassa, mettere i successivi

bottoni della tastiera in contatto coi piuoli che danno le successive note della scala musicale; per suonare poi un motivo basterà toccare ritmicamente col filo di placca i bottoni corrispondenti alle note del motivo stesso.

Per maggior comodità di esecuzione, si può sostituire la tastiera fissa, colla *tastiera a molla* (fig. 2 fuori testo) analoga a quella di un'armonica a mano, nella quale ogni tasto porta all'estremità posteriore un'asticella metallica verticale, alla quale è saldato il filo con tubetto, che la mette in comunicazione coi piuoli del potenziometro o della pila. Al toccare di un tasto, l'asticella si inclina venendo a toccare un grosso filo *XY*, teso posteriormente, il quale costituisce il filo di placca; si produce così la nota corrispondente al potenziale del piuolo, col quale il tasto è in comunicazione.

Nel modello da me costruito, il potenziometro è collocato sopra la tastiera, il che rende l'apparecchio compatto; i fili bianchi superiori (fig. 2) sono quelli che mettono in comunicazione i singoli tasti coi piuoli del potenziometro; i numeri indicano il numero d'ordine dei piuoli.

L'apparecchio si accorda come nel caso della tastiera fissa, e per eseguire un motivo basta toccare colle dita i tasti come si farebbe sulla tastiera di un pianoforte, con effetto acustico molto soddisfacente.

Per ricerche quantitative si aveva bisogno di conoscere il valore assoluto delle note date dai singoli tasti. Perciò, dopo accordato lo strumento partendo da una nota qualunque, si determinava col mezzo di un diapason normale a quale piuolo corrispondesse il la_3 (il che riesce facilmente prima ad orecchio poi rendendo minimo il numero dei battimenti) e, partendo così da una nota conosciuta, si determina il valore di tutte le altre; era inoltre necessario per le tabelle numeriche e per le costruzioni grafiche l'indicare con un numero l'altezza H di ogni nota; e la si indica col numero di semitoni, di cui quella nota è più alta del do_2 , cosicchè con $H = 0, 12, 24$ etc. sono rappresentate rispettivamente le note do_2, do_3, do_4 etc.

Le curve caratteristiche. La proprietà fondamentale del triodo melodico è adunque quella di variare di nota al variare del potenziale di placca, quindi la più logica rappresentazione del suo funzionamento si avrà rappresentando graficamente l'altezza, H , della nota in funzione del potenziale di placca, Pp , per ogni esperienza di scala, indicando così ogni serie di determinazioni in cui, dopo aver accordato lo strumento, si determina il potenziale di placca corrispondente alle singole note della scala ottenuta.

Realmente si ottiene una scala di note differenti a seconda del valore del potenziale applicato alle estremità del potenziometro, ma

in pratica basta costruire la grafica per una esperienza di scala fatta con valore piuttosto alto di tale potenziale (120 V nelle esperienze riferite), poichè le grafiche relative a potenziali minori non sono che una porzione di quella ottenuta col potenziale più elevato.

La curva che si ottiene con un dato triodo, a parità d'altre circostanze, è diversa a seconda della intensità della corrente di accensione, Ca ; nella curva $AFSR$ della fig. 3 è rappresentato (ponendo

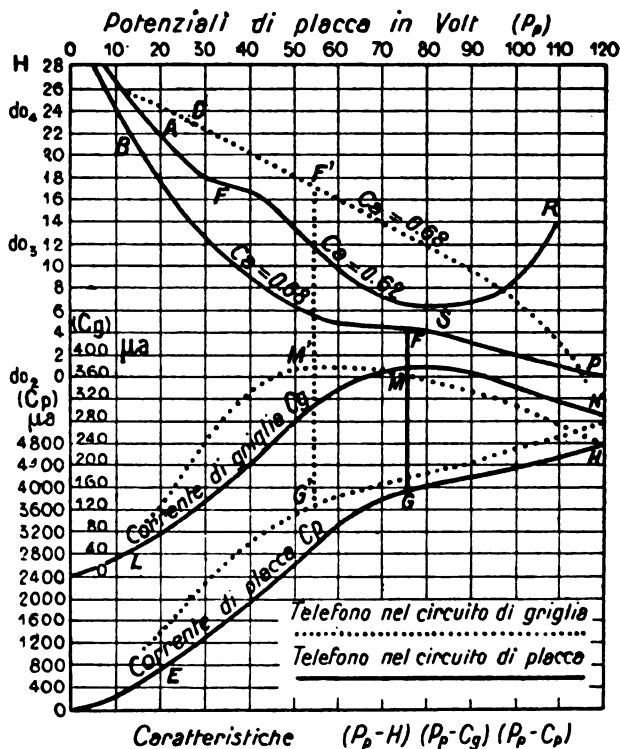


Fig. 3

in ascisse i valori di Pp ed in ordinate quelli di H) il caso di $Ca = 0,62$ amp., appositamente scelto perchè rappresenta i fenomeni in modo più completo; il punto di arresto, R , della curva indica le condizioni in cui cessa l'innescamento delle oscillazioni.

La curva rappresentativa consta di due parti: la prima più lunga AFS a note discendenti, l'altra SR a note ascendenti, raccordate da un tratto con un minimum S , a nota sensibilmente costante. La parte a note discendenti si divide poi in due porzioni a discesa ripida, raccordate da un tratto a discesa più lenta, rappresentato dal flesso F .

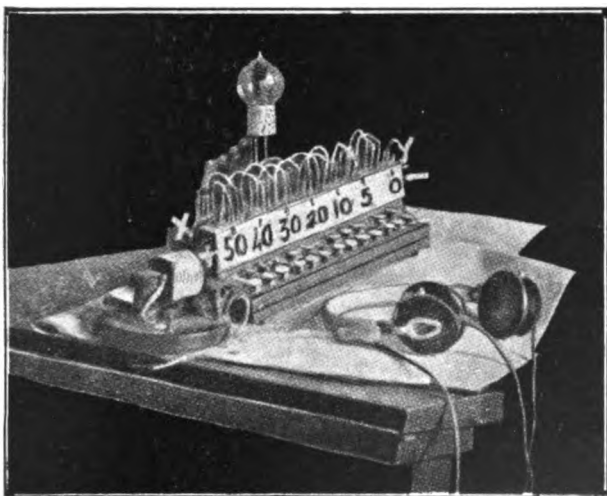


Fig. 2

Aumentando l'intensità della corrente di accensione i due punti singolari si trasportano di conserva verso destra. La curva *BFP* rappresenta per es. la deformazione subita dalla curva *AFSR* quando la corrente di accensione si portò a 0,68 Amp. Il flesso che nella curva *AFSR* si manifestava per $Pp = 35V$ si portò a $Pp = 75V$ ed il minimum *S* insieme alla porzione a note ascendenti sono usciti dal campo del diagramma, e si manifesterebbero solo con potenziali di placca più elevati.

Questi risultati si devono tener presenti quando si voglia disporre il triodo melodico per suonare un motivo; infatti è condizione indispensabile, per usare la tastiera a questo scopo, che da un tasto al successivo di destra le note vadano sempre aumentando di altezza e che le note estreme abbraccino un intervallo di almeno due ottave; da ciò risulta che la sola porzione utilizzabile della caratteristica ($Pp - H$) è quella a note discendenti. Bisogna quindi usare una corrente di accensione abbastanza intensa affinché, come nel caso della curva *BFP*, siano escluse dal campo della tastiera le zone a nota costante ed a note ascendenti.

Ciò si potrebbe invero anche ottenere con $Ca = 0,62$ limitando il potenziale massimo a 70V (v. fig. 3-A) ma in tal caso non si avrebbe disponibile che un intervallo di note troppo ristretto per suonare un motivo.

Alla caratteristica ($Pp - H$) rappresentata dalla curva *BFP* corrispondono due altre caratteristiche ($Pp - Cg$) e ($Pp - Cp$) rappresentate rispettivamente dalle curve *LMN* ed *EGH*, le cui ascisse rappresentano ancora il potenziale di placca, Pp , e le ordinate le corrispondenti correnti di griglia Cg e di placca Cp misurate in microampère.

La caratteristica ($Pp - Cp$) si presenta in due porzioni diversamente inclinate, raccordate da un tratto a *ginocchio*, *G*; la caratteristica ($Pp - Cg$) è notevole pel suo massimo *M*.

La corrispondenza delle tre caratteristiche risulta dal fatto che il flesso della prima, il ginocchio della seconda ed il massimo della terza, si trovano sulla stessa ascissa, cioè si presentano per uguali valori del potenziale di placca, e si spostano di conserva verso destra aumentando la corrente di accensione.

Il caso finora considerato è quello in cui il telefono sia inserito nel circuito di placca come nella fig. 1; se invece è inserito nel circuito di griglia (p. es. in *C* fig. 1) si ottengono ancora tre caratteristiche analoghe alle precedenti (vedi le curve punteggiate della fig. 3) colla differenza che scompare il flesso *F'* della caratteristica ($Pp - H$), in corrispondenza al massimo *M'* ed al ginocchio *G'* delle altre due caratteristiche. La mancanza del flesso indica che in

tal caso si ottengono suoni di intensità più uniforme, essendosi constatato che nel passaggio attraverso al flessò le note subiscono una diminuzione piuttosto brusca di intensità.

Dalla figura si vede poi che, a pari condizioni, le note sono più alte che nel caso precedente.

Le esperienze descritte si riferiscono ad un triodo Metal *T.M.* ma si sperimentò anche con triodi di altra natura (*Métal T.M.B.*, Doglio, Philips D. II, Philips E, Marconi V., Radio micro etc.) e si trovò che tutti possono utilizzarsi nel circuito del triodo melodico. Si determinarono principalmente le caratteristiche ($Pp - H$) e si constatò che cambiano notevolmente di forma da un triodo all'altro; notevole fra le altre è la caratteristica del Philips E, la quale presenta un flessò molto pronunciato.

Il trasformatore ordinariamente usato era un Fuhr (rapp. $\frac{1}{5}$) con 4500 giri nel primario e 22500 nel secondario; ma risultati analoghi si ottennero anche con un trasformatore nel rapporto 1:1 col quale furono anzi eseguite le esperienze che descriveremo in seguito.

Teoria fisica del triodo melodico. Molte sono le condizioni che influiscono sul funzionamento del triodo melodico; fra le principali noterò la natura del triodo, le caratteristiche del trasformatore e del telefono, la presenza di condensatori etc., che potrebbero tutte offrire argomento a ricerche sistematiche per interpretare i fenomeni osservati, e sarei ben lieto se qualche studioso si proponesse qualcuna di queste ricerche.

Però un problema preliminare mi pare s'imponga su tutti gli altri la cui risoluzione potrà esser di guida alle ulteriori ricerche, quello cioè di determinare per quale tramite di fenomeni le variazioni del potenziale di placca si trasformino in variazioni di tonalità acustica, in modo così rapido e preciso da permettere l'esecuzione d'un pezzo musicale.

Ecco la traccia da me seguita per tentare la risoluzione di questo problema.

Il periodo di vibrazione T di un triodo è dato dalla formula: ⁽¹⁾

$$(A) \quad T = \frac{2\pi\sqrt{LC}}{\sqrt{1 + \frac{R}{\rho}}}$$

la quale si riduce alla formula di THOMSON, più semplice, quando la resistenza R del rocchetto primario sia trascurabile rispetto alla resistenza interna ρ del triodo.

⁽¹⁾ C. GUTTON, loc. cit., pag. 62.

La mia prima idea fu quella che si trattasse di variazioni di L prodotte dalle variazioni di permeabilità del nucleo del trasformatore al variare della corrente di placca, che attraversa il suo circuito primario, e l'ipotesi si presentava lusinghiera pel fatto che i tre stadi di permeabilità: crescente, costante e decrescente, presentati dalla curva di magnetizzazione, avevano i loro corrispondenti nei tre stadi di note decrescenti, di nota costante e di note ascendenti presentati dal triodo melodico (v. fig. 3-A). Ma sottoposta l'ipotesi all'*experimentum crucis* di sostituire al trasformatore a nucleo di ferro, uno senza ferro di autoinduzione abbastanza elevata (fu sufficiente usare un trasformatore avente 5000 giri nel primario e 25000 giri nel secondario, di filo di rame verniciato di 0,1 mm.) dovetti abbandonarla, avendo constatato che, anche in assenza del ferro, le note variavano col potenziale di placca in modo analogo a quello del triodo melodico ordinario; ho riconosciuto però che i triodi melodici con trasformatori senza ferro, per la loro maggiore semplicità teorica, potranno utilmente usarsi nelle ulteriori ricerche sulla teoria fisica del triodo melodico.

Escluso così che le variazioni di L abbiano nel fenomeno un'influenza dominante, rivolsi l'attenzione ad una possibile influenza della capacità, C , interna od esterna al triodo. Siccome il circuito del triodo melodico manca di capacità concentrata, deve possedere una capacità totale piuttosto piccola, ed era presumibile perciò che variazioni anche piccole di capacità avessero notevole influenza sulla nota emessa.

Incominciai ad escludere che tali variazioni di capacità dipendessero dal fatto che per far variare il potenziale di placca si deve introdurre una porzione maggiore o minore del potenziometro o della batteria anodica; all'uopo applicai le estremità della pila anodica, l'una ad un estremo, l'altra al punto di mezzo del potenziometro, in modo che l'altra estremità restasse libera, e constatai che la nota variava finchè il filo di placca scorreva lungo la metà del potenziometro compresa fra i poli della pila, ma non variava affatto facendolo scorrere sull'altra metà, quantunque in tal modo si introducesse la capacità della seconda porzione del potenziometro.

Poiché studiavo l'influenza di capacità ausiliarie applicate in derivazione tanto sugli avvolgimenti del trasformatore come fra gli elettrodi del triodo. Si constata subito, come è evidente, che tale applicazione altera la nota, ma per una ricerca quantitativa, era necessario valutare l'altezza delle due note ottenute prima e dopo l'applicazione della capacità. Il metodo seguito nelle esperienze di scala per determinare l'altezza assoluta delle note non poteva applicarsi a questo caso, trattandosi di determinazione di note isolate, e dap-

prima pensai di determinarne la lunghezza d'onda col metodo della risonanza usando due tubi ad acqua comunicanti con tubo di gomma, di cui uno scorrevole. Finchè all'imboccatura del tubo fisso si affacciava un diapason, era facile determinare la lunghezza d'onda emessa poichè i nodi di risonanza erano pochi e ben netti, trattandosi di un suono semplice, ma sostituendo al diapason il telefono, si notavano, oltrechè i nodi di risonanza del suono fondamentale, anche quelli degli armonici, e riusciva molto incerta la individuazione del suono fondamentale.

Pensai allora di confrontare il suono del telefono con quello di uno strumento, che fornisse la scala semitonata completa per l'intervallo di almeno due ottave; gli strumenti a percussione non mi diedero risultati attendibili, forse per la troppa diversità di timbro da quello del telefono; ma trovai la soluzione pressochè ideale del problema usando un'armonica a mano, di quelle dette *acromatiche*, perchè danno la stessa nota tanto all'alzare che all'abbassare del mantice; basta appoggiarla sul tavolo ed alzare il mantice premendo i tasti successivi per individuare senza difficoltà, coll'approssimazione di $1/2$ ed anche di $1/4$ di tono, la nota più prossima a quella del triodo.

L'armonica serve molto meglio di un piccolo armonium da me provato, perchè con essa si può, con facilità, regolando la pressione, dare al suono un'intensità quasi uguale a quella del telefono, il che facilita il confronto delle due note.

Per studiare l'influenza di una capacità, facevo tre determinazioni delle note date dal triodo: la prima senza capacità ausiliaria, la seconda introducendo la metà della capacità di un condensatore variabile, la terza introducendone l'intera capacità. Ripetevo più volte le stesse determinazioni variando il potenziale anodico, e coi valori ottenuti costruivo le grafiche del fenomeno.

Data la piccolezza delle capacità in circuito, mi aspettava che bastasse introdurre una piccola capacità per ottenere effetti cospicui, ma constatai invece che un condensatore variabile con tre sole lamine (uno dei cosiddetti nonii della radiotelegrafia) non produceva effetto sensibile, ed usai perciò un condensatore della capacità totale di 2000 cm.

Nella fig. 4 sono rappresentate due serie di tali esperienze: quella in cui si ebbe l'effetto massimo quando cioè la capacità era inserita fra griglia e placca (linee continue *DD*, *EE*) e quella che diede effetto minimo (linee tratteggiate *BB*, *CC*) quando la stessa capacità era applicata al secondario del trasformatore; le ascisse indicano il potenziale di placca (*Pp*) e le ordinate l'altezza della nota *H*, espressa,

come il solito, in semitoni sopra il do_2 ; la curva AA punteggiata si riferisce al triodo senza condensatore.

Tirando una verticale $ABCDE$ da un punto qualsiasi del diagramma si riconosce che, nel caso più favorevole, occorre un aumento

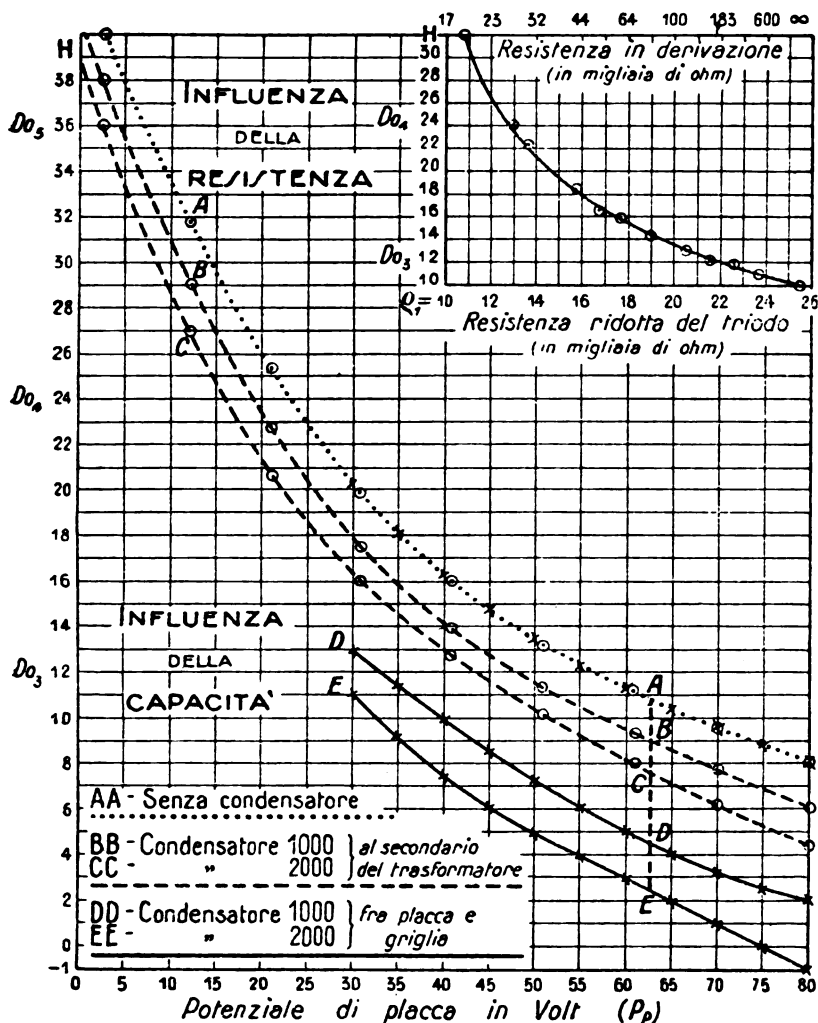


Fig. 4

di capacità di 2000 cm. per produrre un abbassamento di 9 semitoni, e che quindi per ottenere una variazione di tre ottave, quale è quella prodotta nel triodo melodico, si dovrebbe ammettere una variazione di capacità di parecchie migliaia di cm., variazione assolutamente

enorme paragonata colla capacità normale del triodo che è di circa 20 cm.

Per queste considerazioni mi pare si possa anche escludere che le variazioni di nota dipendano da variazioni di capacità interna od esterna al triodo e resterebbe quindi da ricercare se possano attribuirsi a variazione della sua resistenza interna ρ .

A tale scopo determinai le variazioni della nota emessa dal triodo prodotte dall'applicare, in derivazione fra i suoi elettrodi, delle forti resistenze paragonabili in grandezza a quella del triodo, che si calcola all'incirca a 25000 ohm.

Nella seguente tabella, rappresentata graficamente in alto della fig. 4, sono registrati i risultati ottenuti applicando le resistenze fra placca e filamento, e si vede che aumentando la resistenza derivata R' la nota diminuisce di altezza, e la variazione è tanto cospicua e di facile determinazione, che si può servirsene per determinare i valori delle resistenze elevate.

Resistenza in derivazione R'	20	27	30	40	50	60	80	120	160	240	500	∞	in migliaia di Ohm
Resistenza ridotta ρ_1 . . .	11,1	13,0	13,6	15,4	16,7	17,6	19,1	20,7	21,4	22,6	23,8	25	
Altezza della nota H	32,0	24,0	22,5	19,1	17,1	15,9	14,3	13,0	12,4	12	11	10	in semitoni sopra do_2

Ma per rendere più evidente la relazione fra le variazioni di resistenza del triodo e le variazioni di nota, ho esposto nella seconda riga la resistenza ridotta $\rho_1 = \frac{R'\rho}{R' + \rho}$, che il triodo di resistenza $\rho = 25000$ presenta applicandogli in derivazione la resistenza R' . Confrontando le due ultime righe della tabella e la fig. 4 si riconosce che, in armonia colla formula (A), all'aumentare della resistenza del triodo, diminuisce l'altezza della nota, e che la variazione ottenuta è di circa due ottave, cioè analoga a quella che si ottiene variando il potenziale di placca. D'altra parte essendo noto che le variazioni della corrente di placca possono produrre delle grandi variazioni nella resistenza interna del triodo, si può ritenere come probabile, salvo ulteriori verificazioni, che le variazioni di nota, ottenute nel triodo melodico al variare del potenziale di placca, sieno causate da variazioni concomitanti nella resistenza interna del triodo.

Come prova che dette variazioni di nota dipendono da variazioni delle costanti interne del triodo si può citare il fatto che variazioni

di nota di uguale estensione si possono ottenere variando in modo continuo l'intensità della corrente di accensione.

Compio ora il gradito dovere di ringraziare il prof. G. C. Vallauri che, interessandosi gentilmente di questo lavoro, mi suggerì di studiare l'effetto di resistenze in derivazione.

Aggiunta ⁽¹⁾. — Il contenuto di questa Nota fu da me comunicato, con esperienze, il 29 dicembre 1926 a Roma, nell'adunanza della Società Italiana di Fisica, alla quale presenziava l'on. prof. O. M. Corbino. In seguito questi presentò alla R. Accademia dei Lincei (vol. V, pag. 323) una Nota nella quale dimostra teoricamente che il triodo funziona come moltiplicatore delle autoinduzioni, per cui detta, L , l'autoinduzione del primario del trasformatore, m , il suo coefficiente di trasformazione e k , il coefficiente di amplificazione del triodo, questo si comporta come avente l'autoinduzione, molto maggiore, $L(1 + mk)$, ed afferma che ciò suggerisce una spiegazione dei curiosi fenomeni da me osservati col triodo melodico.

Senza entrare in dettagli mi limito ad osservare, per ora, come colla teoria del Corbino si spieghi l'aver io ottenuto frequenze acustiche con un trasformatore senza ferro (1:5) avente self molto piccola rispetto a quella del primitivo trasformatore con ferro; e che l'influenza da me riscontrata delle variazioni di resistenza, ρ , del triodo, risulta pure dalla formula del Corbino poichè, secondo la teoria del triodo, il coefficiente, k , è proporzionale a ρ .

Ulteriori mie esperienze, non ancora pubblicate, dimostrano che all'aumentare del coefficiente di moltiplicazione, m , del trasformatore senza ferro, le note del triodo melodico si abbassano notevolmente come se in esso si introducesse del ferro, il che conferma l'influenza di m , sul potere del triodo di amplificare l'autoinduzione.

Istituto Fisico della R. Università di Modena.

⁽¹⁾ Questa aggiunta ci è pervenuta dall'Autore, mentre il fascicolo si stava stampando.

LA REDAZIONE

LA RELAZIONE FRA CONDUCIBILITÀ E POTERE TERMoeLETTRICO NEL CAMPO MAGNETICO

INTERPRETAZIONE ELETTRONICA

Nota dell' Ing. V. GIAMBALVO

Sunto. - Nella prima parte di questa nota viene ripresa in esame l'ipotesi, messa avanti dal prof. LA ROSA, circa la variabilità della concentrazione elettronica nei metalli con il campo magnetico.

Dopo aver fatto vedere che la verifica di tale ipotesi tentata dal signor HEAPS, mettendo in relazione il potere termoelettrico con il coefficiente di HALL, non dà valido affidamento, si stabilisce la dipendenza della concentrazione elettronica dal campo anche per i metalli che non presentano variazioni apprezzabili di conducibilità sotto la influenza del campo stesso. Risultando allora il mutamento del potere termoelettrico imputabile ad entrambi i metalli che costituiscono la coppia, si fa vedere ancora come la verifica diretta del prof. CORBINO — contrapposta a quella indiretta del LA ROSA — perde il suo fondamento e che, mettendo in conto la variazione del numero degli elettroni liberi nel rame per effetto del campo, il metodo indiretto conserva il suo pieno valore per la verifica dell'ipotesi fondamentale: la variazione di n con H .

Nella seconda parte vengono riportati i risultati ottenuti dalle determinazioni di conducibilità e potere termoelettrico eseguite sullo stesso campione di antimonio. Si fa vedere come, nonostante la diversità nel segno del coefficiente di HALL, antimonio e bismuto si comportano allo stesso modo nei riguardi delle azioni esercitate dal campo sui corpuscoli mobili, e che le previsioni teoriche si adattano in modo più che soddisfacente ai risultati sperimentali.

1. La teoria elettronica nella forma monistica presenta, com'è noto, nel campo dei fenomeni legati al passaggio dell'elettricità e del calore nei metalli, delle gravi difficoltà.

Così, per es., arriva a dare soltanto uno schema grossolano del fenomeno di HALL, schema che non riesce a rendere conto di un effetto di segno opposto al normale; ed i fatti di esperienza riescono in ogni caso molto più complessi di quanto la teoria prevede.

Per la loro interpretazione sembra richiedersi l'esistenza, postulata da DRUDE e RIECKE, di un'altra specie di corpuscoli mobili: i positivi.

Tale ipotesi però, non suffragata peraltro dalla esperienza, la quale non è riuscita tutt'ora a svelare l'esistenza di questi corpuscoli, conduce a ben più gravi difficoltà in altri rami della teoria.

Per queste ragioni e per la semplicità che reca allo sviluppo della teoria elettronica generale dei fenomeni fisici, la teoria unitaria viene generalmente accettata.

2. Allo scopo di dare a quest'ultima teoria maggiore pieghevolezza per adattarla ad un più largo campo di fatti, il prof. LA ROSA ⁽¹⁾, tempo adietro, vi introdusse l'ipotesi che la concentrazione elettronica dovesse risultare variabile con l'intensità del campo magnetico. Egli, dopo aver dato un'immagine concreta del meccanismo con cui si può spiegare tale dipendenza, fa il calcolo, — riferendosi ad un conduttore che possa riguardarsi come figura piana disposta normalmente alle linee di forza del campo — del cambiamento di forma che subiscono le traiettorie dei corpuscoli fra due urti consecutivi per l'intervento del campo stesso, e perviene alla relazione:

$$n_H = \frac{4\pi T}{e^2 v l_0 \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{el_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right]} \cdot \frac{1}{\rho_H},$$

che rilega n con H ; l_0 rappresentando il valore medio normale della distanza fra due centri ($H=0$) e ρ_H il valore della resistività sotto l'azione del campo, gli altri simboli avendo il significato usuale.

Non potendo assoggettare questa relazione al controllo diretto dell'esperienza, — n_H essendo inaccessibile alla misura diretta — ha cercato di avere una verifica indiretta mettendo in relazione le variazioni di resistività con quelle del potere termoelettrico P , misurato sul medesimo campione.

A tale fine prende a considerare una coppia di due metalli, uno dei quali presenta in modo notevole e l'altro in modo trascurabile la variazione di conducibilità per effetto del campo e, ritenendo che tutto il mutamento del potere termoelettrico di tale coppia si debba imputare soltanto al primo di questi metalli, perviene con considerazioni, che si possono leggere sul lavoro citato, alla seguente relazione fra il rapporto delle differenze $P_{H_1} - P_0$ e $P_H - P_0$ ed i valori di ρ e di H :

$$(1) \quad \eta = \frac{P_{H_1} - P_0}{P_H - P_0} = \frac{\log \left[(1 + bH_1^2) \frac{\rho_{H_1}}{\rho_0} \right]}{\log \left[(1 + bH^2) \frac{\rho_H}{\rho_0} \right]}$$

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », serie VI, vol. XVIII, pag. 39, anno 1919.

essendo H ed H_1 rispettivamente un valore generico e un valore di riferimento del campo e $b = \frac{1}{6} \left(\frac{el_0}{2mv} \right)^2$.

Da cui trae

$$(2) \quad b = \frac{\frac{\rho_{H_1}}{\rho_0} - \left(\frac{\rho_H}{\rho_0} \right)^\eta}{\eta \left(\frac{\rho_H}{\rho_0} \right)^\eta H^2 - \frac{\rho_{H_1}}{\rho_0} H_1^2}.$$

La verifica dell'ipotesi fatta intorno ad n viene così ricondotta alla verifica sperimentale della costanza del rapporto b che è espresso in funzione di grandezze tutte fornite dalle misure.

L'esattezza di questa verifica fu contestata dal prof. CORBINO ⁽¹⁾ in base ai risultati discordanti che egli ottenne servendosi di un metodo di verifica diretta dell'ipotesi della variabilità di n con H , ed utilizzando i dati stessi del LA ROSA. Questa verifica però ha bisogno di appoggiarsi sul valore assoluto del potere termoelettrico della coppia, che il CORBINO prende da determinazioni fatte da altri autori, ma di ciò diremo più avanti.

3. Recentemente il sig. HEAPS ⁽²⁾, stabilito che i fatti di esperienza non possano costituire obiezione essenziale all'ipotesi che il campo magnetico faccia variare le costanti elettroniche di un metallo, ammette col LA ROSA che il numero degli elettroni liberi in un metallo sia alterato dal campo, e cerca di verificare tale ipotesi confrontando le variazioni del potere termoelettrico di una coppia con quelle che si hanno per il coefficiente di HALL.

Ritenendo n costante per uno dei due metalli (*rame*) delle coppie prese in esame, trova che la teoria elettronica prevede proporzionalità fra $P_H - P_0$ e $\log R_H$; R_H , essendo il coefficiente di HALL variabile per influenza del campo.

Dalle sue esperienze risulta che il diagramma, che si ottiene riportando come ascisse $\log R_H$ e come ordinate $P_H - P_0$, è una retta, come la teoria prevede; solo che il coefficiente angolare risulta alquanto più piccolo di quello che dovrebbe essere.

Ma oltre a questa divergenza quantitativa si ha, come ha fatto vedere il CORBINO ⁽³⁾, una vera divergenza qualitativa, nel senso che, mentre la teoria prevede per il potere termoelettrico ed il coefficiente di HALL un mutamento nello stesso senso, dall'esperienza risulta che

⁽¹⁾ Rend. R. Acc. Lincei, serie 5°, vol. XXIX, 2° sem., pag. 282, a. 1920.

⁽²⁾ « Philosophical Magazine », vol. 50, pag. 1001, a. 1925.

⁽³⁾ Rend. R. Acc. Lincei, serie 6ª, vol. II, sem. 2°, pag. 526, a. 1925.

essi variano in senso opposto, almeno se si eccettua il caso dell'antimonio.

In verità questo metodo di ricerca del sig. HEAPS, basato sul fenomeno di HALL, non dà valido affidamento. Se si pensa infatti che la teoria elettronica non riesce ancora a dare ragione nemmeno del segno dell'effetto HALL, non si può certo sperare di potere pervenire ad una verifica sperimentale di una ipotesi, quale quella del LA ROSA, che riguarda il valore numerico del coefficiente ed i suoi cambiamenti sotto l'azione del campo.

Allo stato attuale delle conoscenze in proposito, non mi pare eccessivo scetticismo affermare che il campo dei fenomeni galvanomagnetici mal si presti ad una prova in favore della variabilità di n , o in modo più largo, ad un confronto fra la teoria monistica e la teoria dualistica ⁽¹⁾.

4. Senza volere disconoscere il valore delle ricerche fatte nell'indirizzo della teoria dualistica, appare evidente la convenienza di saggiare tutte le possibilità della teoria unitaria, ed in particolare di spingere avanti l'indagine nella direzione già tentata dal prof. LA ROSA.

Ho perciò ripreso in esame le ricerche di questo A.; sottoponendo a critica le basi dello schizzo teorico, ho notato che esso va incontro a questa obiezione: l'aver attribuito la variazione del potere termoelettrico della coppia per effetto di H , soltanto al metallo che presenta forte la variazione di resistenza.

Ammesso invero, com'è naturale, che il campo magnetico agisca sulle traiettorie degli elettroni, è giocoforza pensare che anche nel secondo metallo della coppia, generalmente rame, si abbia un mutamento della lunghezza del *l. c. m.* per effetto del campo. Nè si può ritenere, per il rame, l talmente piccolo da potere trascurare questo mutamento, in quanto, facendo il computo secondo la traccia data da J. J. THOMPSON, l per il rame risulta dello stesso ordine di grandezza di quello che si ha per i metalli che presentano notevoli mutamenti di conducibilità con il campo.

La mancanza di un mutamento della resistenza non giustifica dunque la costanza della concentrazione elettronica; ma porta solo ad ammettere che il prodotto nl — e quindi ρ — si mantenga costante, ossia poichè l cresce, che n decresca con H .

⁽¹⁾ L'effetto galvanomagnetico LA ROSA-SELLERIO constatato nella direzione delle linee di forza del campo e normale alla corrente (C. R. 170, pag. 1447, a. 1920), non trova spiegazione alcuna nè nella teoria unitaria nè in quella dualistica.

La variazione quindi del potere termoelettrico della coppia sotto l'influenza di H , dev'essere attribuita ad entrambi i metalli costituenti la coppia, anche nel caso in cui uno di essi non presenti mutamenti di resistenza apprezzabili.

Tenendo conto di questo fatto la relazione di HEAPS:

$$P_H - P_0 : \log R_H = \text{cost.}$$

si trasforma nell'altra:

$$P_H - P_0 : \log R_H v_H = \text{cost.}$$

dove v_H è la concentrazione elettronica del rame sotto il valore H del campo; e ciò porta ad una maggiore divergenza fra la teoria e i risultati dell'esperienza.

D'altra parte, la verifica diretta del CORBINO, — quando si tenga conto di questa variabilità della concentrazione elettronica nel rame — viene a perdere il suo fondamento; perchè, a parte l'incertezza della scelta del valore di P_0 già invocata dal LA ROSA ⁽¹⁾, siccome la concentrazione elettronica del rame varia sotto l'azione del campo, non è più possibile dedurre immediatamente — come fa il CORDINO — dai rapporti $\frac{P_H}{P_0}$ i valori dei rapporti $\frac{n_0}{n_H}$. Quei rapporti conducono infatti ai valori $\frac{n_0}{n_H} \cdot \frac{v_H}{v_0}$ (dove $\frac{v_H}{v_0}$ è il rapporto fra la concentrazione elettronica nel rame con e senza l'influenza del campo) e perciò a valori tutti più piccoli di $\frac{n_0}{n_H}$ (dovendo la concentrazione nel rame decrescere con H) e tanto più, quanto più grande sarà il valore del campo.

Lo scarto dunque delle curve $\frac{n_0}{n_H}$, $\frac{\sigma_0}{\sigma_H}$ in funzione di H , scarto illustrato nella nota del prof. CORBINO, diventa perfettamente naturale e non reca più pregiudizio essenziale al metodo di verifica indiretta. Vedremo anzi che con le opportune varianti questo metodo conserva il suo pieno valore.

Detto γ_0 il l. c. m. normale nel rame, si avrà come espressione della concentrazione elettronica nello stesso metallo, ed in genere in ogni metallo in cui siano praticamente trascurabili le variazioni di resi-

(1) Rend. R. Acc. Lincei, serie 5^a, vol. XXX, 2° sem., pag. 57, anno 1921.

stività con il campo, la relazione:

$$\nu_H = \frac{4\pi T}{e^2 \nu \lambda_0 \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e\lambda_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right]} \cdot \frac{1}{\rho}$$

con $\rho = \text{cost.}$

L'espressione

$$(3) \quad P_{A, B} = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{n_B}{n_A}$$

fornita della teoria elettronica per il potere termoelettrico di due conduttori A e B , tenuto conto del segno che si suole assumere come positivo per la coppia Bi/Cu , diventa:

$$P_{Bi, Cu} = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{n_{Bi}}{n_{Cu}}.$$

E perciò avremo:

$$P_{Bi, Cu}^{(H)} = P_H = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{n_H}{\nu_H} = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{\lambda_0 \rho \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e\lambda_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right]}{l_0 \nu_H \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e l_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right]}$$

e

$$P_{Bi, Cu}^{(0)} = P_0 = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{n_0}{\nu_0} = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \frac{\lambda_0 \rho}{l_0 \nu_0}$$

ρ_0 essendo la resistenza normale del Bi .

La differenza fra i due valori che il potere termoelettrico assume, con e senza l'influenza del campo, sarà:

$$P_H - P_0 = \frac{2}{3} \frac{\pi}{e} \log \left\{ \frac{1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e\lambda_0}{2mv} \right)^2 H^2}{1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e l_0}{2mv} \right)^2 H^2} \cdot \frac{\rho_0}{\rho_H} \right\}$$

che si può anche scrivere:

$$P_H - P_0 = a \left[\log \frac{\rho_0}{\rho_H} + \log \left\{ 1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e\lambda_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right\} - \log \left\{ 1 + \frac{1}{6} \left(\frac{e l_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right\} \right].$$

Sviluppando in serie i due ultimi logaritmi, e fermandoci al primo termine dello sviluppo, ciò che è lecito fare dato il piccolo valore del $l. c. m.$ nei metalli, si ha:

$$P_H - P_0 = a \left[\log \frac{\rho_0}{\rho_H} + \frac{1}{6} \left(\frac{e}{2mv} \right)^2 \cdot (\lambda_0^2 - l_0^2) H^2 \right].$$

Ed ancora ponendo:

$$b = \frac{1}{6} \left(\frac{e}{2mv} \right)^2 \cdot (\lambda_0^2 - l_0^2),$$

l'espressione precedente diventa:

$$P_H - P_0 = a \left[\log \frac{\rho_0}{\rho_H} + b H^2 \right].$$

E per un valore determinato H_1 del campo

$$P_{H_1} - P_0 = a \left[\log \frac{\rho_0}{\rho_{H_1}} + b H_1^2 \right].$$

Dividendo quest'espressione per la precedente

$$\eta = \frac{P_{H_1} - P_0}{P_H - P_0} = \frac{\log \frac{\rho_0}{\rho_{H_1}} + b H_1^2}{\log \frac{\rho_0}{\rho_H} + b H^2}.$$

Da cui

$$(4) \quad b = \frac{\log \frac{\rho_{H_1}}{\rho_0} - \eta \log \frac{\rho_H}{\rho_0}}{H_1^2 - \eta H^2}.$$

Espressione che come la (2) si presta bene al confronto colle esperienze.

Essa non differisce sostanzialmente dall'analogia data dal LA ROSA che per il diverso valore da attribuire alla costante b . Per rendersi conto di ciò basta scrivere la relazione (1) in modo che, tanto al numeratore quanto al denominatore, compaiano la somma di due logaritmi e sviluppare in serie, fermandosi al primo termine dello sviluppo, $\log(1 + bH_1^2)$ e $\log(1 + bH^2)$.

Resta così confermata la possibilità dell'uso del metodo della costanza dei rapporti b ricavati dai dati di esperienza, cioè la piena applicabilità della verifica indiretta dell'ipotesi fondamentale della dipendenza di n da H , che perciò viene ora estesa anche a quei metalli che non presentano variazioni apprezzabili di resistenza ⁽¹⁾.

(1) Mi piace fare rilevare come, mettendo in conto il cambiamento del l. c. m. nel Cu, si può accettare per b tanto un valore positivo quanto uno negativo. I risultati a cui si perviene sono indipendenti — come debbono essere — dall'ordine con cui si considerano i due metalli nella coppia in esame. L'inversione dell'ordine, invero, porta a valori del rapporto b di segno opposto, ma

5. Stabilita l'applicabilità del metodo, ho voluto estendere il campo delle ricerche ad un altro metallo: l'antimonio, che come il *Bi* — sebbene in modo molto più debole — presenta variazioni apprezzabili delle sue proprietà elettriche sotto l'influenza del campo magnetico.

Ho scelto l'antimonio nell'intento anche di stabilire, se ed a quali diversità di comportamento, l'anomalia che presenta il segno del coefficiente di HALL, conduce nei riguardi degli analoghi mutamenti che si hanno nel bismuto.

Nella letteratura fisica non mi è dato di trovare determinazioni della variazione della *f. t. e. m.* dell'antimonio oltre quella eseguita lo scorso anno dal prof. HEAPS ⁽¹⁾. Dal lavoro di questo A. appare che solamente in un campo di intensità piuttosto grande (3750 u.) il cambiamento della *f. t. e. m.* può riuscire misurabile e consiste in un aumento.

Dalle mie esperienze risulta invece che il potere termoelettrico della coppia *Sb/Cu* decresce con *H*, e che le variazioni sono già misurabili in campi più deboli (da 3000 u. in su).

La diversità fra i due risultati non sembra che possa attribuirsi ad eventuali differenze dei campioni in esame — pur accordando a questo fattore larga importanza —; è più verosimile invece che dipenda da errori sperimentali derivanti dalla difficoltà di mantenere invariate le temperature delle due saldature, nel metodo adoperato da HEAPS.

6. In queste mie determinazioni ho adoperato il metodo suggerito dal prof. LA ROSA ⁽²⁾, che ha il pregio di ridurre al tipo più semplice la disposizione sperimentale, evitando tutte le complicazioni che, rendendo le ricerche malagevoli, sono facili sorgenti di errori.

Il metodo, in fondo, consiste nel ricorrere all'effetto PELTIER per produrre fra le saldature la differenza di temperatura occorrente, evitando così l'uso di bagni a temperature diverse.

per contro, tale rapporto rappresenta non più un valore proporzionale a $\lambda_0^2 - l_0^2$, ma a $l_0^2 - \lambda_0^2$, il che porta sempre alla identica disuguaglianza fra λ_0 ed l_0 .

Nell'ipotesi invece dell'invariabilità della concentrazione elettronica nel rame la formula (2) dà per *b* un valore negativo, qualunque sia l'ordine secondo cui si leggono i metalli della coppia, mentre essendo $b = \frac{1}{6} \left(\frac{e l_0}{2 m v} \right)^2$ non può aversi che il valore positivo.

(1) Loc. cit.

(2) « Nuovo Cimento », serie 6^a, vol. XVIII, pag. 26, anno 1919.

La coppia in esame veniva perciò assoggettata al passaggio della corrente per un determinato tempo e quindi, interrotta bruscamente la corrente, chiusa su di un galvanometro, con l'ausilio di un opportuno commutatore.

Dalla differenza fra le letture galvanometriche α_H ed α_0 fatte, con e senza l'intervento del campo, si deduce facilmente la variazione specifica del potere termoelettrico.

In realtà, per avere i valori α , occorre fare due determinazioni con la corrente eccitatrice nei due versi e prendere la somma dei valori assoluti delle due deviazioni; ciò per rendersi indipendenti da una non uniforme distribuzione del calore di JOULE che contemporaneamente si genera.

La correttezza del procedimento, che a prima vista potrebbe sollevare delle obiezioni, è stata chiarita dal LA ROSA, il quale ha fatto vedere come le cause del mutamento della deviazione galvanometrica per l'intervento del campo, si riconducono soltanto al cambiamento del potere termoelettrico, la cui variazione specifica viene determinata dall'equazione:

$$(5) \quad x^2 + 2x - c = 0$$

c essendo il rapporto $\frac{\Delta x}{\alpha_0} = \frac{\alpha_H - \alpha_0}{\alpha_0}$ ed x il rapporto incognito $\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{P_H - P_0}{P_0}$ ⁽¹⁾.

7. Data la piccolezza dell'effetto, ho impiegato in queste determinazioni, uno strumento di misura molto sensibile: il galvanometro corazzato DU BOIS-RUBENS.

Nonostante l'elettrocalamita di tipo WEISS, entro cui la coppia era posta, si trovasse ad una distanza di circa 8 metri dal galvanometro, la corazza non era sufficiente alla protezione magnetica del galvanometro stesso. Dando all'elettrocalamita una conveniente orientazione, e ponendo nella direzione elettrocalamita-galvanometro un solenoide neutralizzatore in serie con l'avvolgimento dell'elettrocalamita, mi fu possibile compensare quest'azione.

Trattandosi di variazioni specifiche, com'è naturale, non mi sono preoccupato di tenere conto della variabilità della sensibilità del galvanometro con il tempo. Ho avuto però cura di fare in breve tempo le letture relative ad un dato valore del campo e riferirle alla deviazione galvanometrica ogni volta ripetuta a campo nullo.

⁽¹⁾ Il valore dell'incognita x può anche essere interpretato come variazione specifica dell'effetto Peltier.

I possibili disturbi termoelettrici furono accuratamente evitati avvolgendo i contatti e le saldature con ovatta ed intercalando fra espansioni polari e coppia, degli strati di amianto.

Prima d'iniziare le misure definitive ho verificato sperimentalmente se, entro i limiti dell'esperienza, vi fosse la proporzionalità fra la differenza di temperatura che si stabiliva tra le due saldature della coppia per il passaggio della corrente, e l'effetto PELTIER.

La coppia adoperata venne costituita da una spirale di antimonio agli estremi della quale vennero saldati due fili di rame di 0,58 mm. di diametro; le spire in numero di 7 a sezione triangolare isoscele di dimensioni 1,2 mm. di base e 1 mm. di altezza, risultavano tutte interne ad una circonferenza di 23 mm. di diametro.

Per la costruzione della spirale ho impiegato un disco compatto di antimonio (spessore 5 mm. circa) ottenuto per fusione. In questo disco venne incisa al tornio, mediante un utensile da filettare, al quale veniva impresso un moto di traslazione uniforme, la spirale delle dimensioni volute, ai cui estremi furono saldati i due fili di rame. La spirale così ottenuta veniva annegata in uno spesso strato di mastice per mezzo del quale il disco di antimonio restava attaccato ad una lastrina di ebanite. Rimesso allora al tornio il disco, veniva tornita la faccia opposta in modo da ridurne via via lo spessore e da lasciare in ultimo la sola spirale.

I risultati ottenuti sono riportati nella seguente tabella e si riferiscono ad una corrente eccitatrice dell'effetto PELTIER di 30 mA, ed a una durata di eccitazione di 20 secondi.

H	α_0	α_H	$-\Delta\alpha/\alpha_0$	$-\Delta P/P_0$
3000	564,7	553,4	0,0200	0,010
4250	561,3	546	0,0273	0,014
5000	555,4	535,8	0,0353	0,018
5450	552	528,7	0,0422	0,021
6550	533,3	508,7	0,0462	0,023
7300	529	503	0,0491	0,025
8550	517,5	489,9	0,0534	0,027

Il campo è stato misurato con una spirulina di LEDUC; l'intensità della corrente eccitatrice dell'effetto PELTIER con un milliamperometro di tipo WESTON, quella dal campo con uno strumento dello stesso tipo, opportunamente shuntato.

I valori di α_0 ed α_H sono stati ottenuti come media di almeno tre determinazioni consecutive; i valori di $\frac{\Delta P}{P_0}$ sono stati calcolati con la seguente formola risolutiva dell'equazione (5)

$$\frac{\Delta P}{P_0} = -1 + \sqrt{1 - \left| \frac{\Delta z}{\alpha_0} \right|}$$

risultando dall'esperienza $\Delta z < 0$.

Per il radicale è stato tenuto il segno positivo, dovendo risultare $\frac{\Delta P}{P_0}$, in valore assoluto, minore dell'unità.

Se si ritiene che si possa avere su ogni valore di α un errore di una divisione, i numeri che misurano $\frac{\Delta z}{\alpha_0}$ potranno essere affetti di un errore di 2 divisioni, ciò che dà luogo ad un errore di 2:11, ossia del 18 % per il valore 3000 del campo. Tale errore diventa il 10 % per $H = 5000$ u., e per gli altri valori si mantiene al disotto dell'8 %; dimodochè i valori di $\frac{\Delta P}{P_0}$ si possono ritenere esatti a meno di 1,8 millesimi al massimo.

7. Sullo stesso campione di antimonio furono eseguite le misure di resistenza.

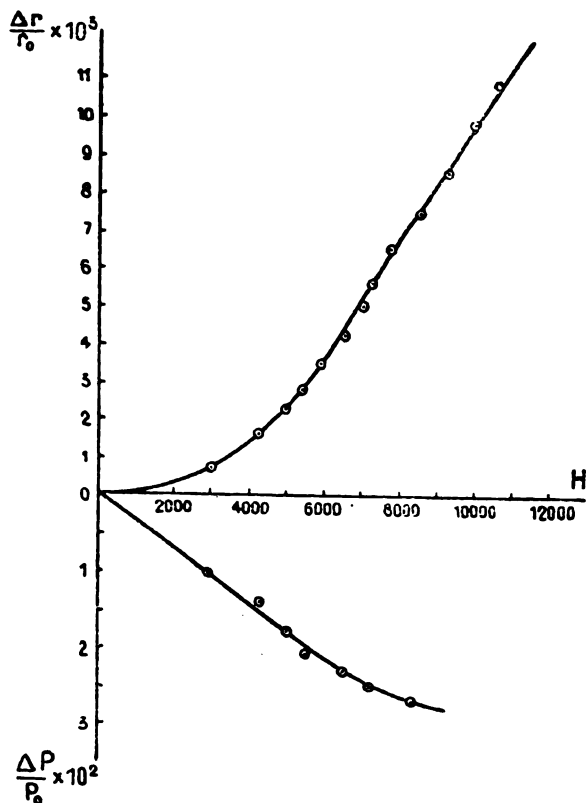
Per tali determinazioni ho impiegato il metodo del ponte (cassetta SIEMENS), non senza avere preso tutte le precauzioni atte a ridurre gli errori sperimentali.

Nella seguente tabella sono riportati i risultati ottenuti in funzione dei diversi valori del campo.

H	r	$\frac{\Delta r}{r_0}$	H	r	$\frac{\Delta r}{r_0}$
0	1,3089	—	7050	1,3157	0,0050
3000	1,3099	0,0008	7300	1,3163	0,0056
4250	1,3110	0,0016	7750	1,3174	0,0065
5000	1,3120	0,0024	8550	1,3187	0,0075
5450	1,3126	0,0028	9300	1,3200	0,0085
6000	1,3135	0,0035	10000	1,3217	0,0098
6550	1,3143	0,0041	10550	1,3231	0,0108

Come strumento di zero ho impiegato un galvanometro HARTMANN e BRAUN. Una variazione di resistenza di 0,01 Ohm nel terzo lato del ponte produceva in media, uno spostamento di 282 divisioni del galvanometro, dimodochè la quarta cifra dei valori di r si può ritenere esatta a meno di 1,5 unità.

Le curve qui appresso riportate, che ci rappresentano le variazioni specifiche di resistenza e del potere termoelettrico, mostrano



una netta differenza di comportamento dei due fenomeni. Da essi appare che, per i campi deboli, il rapporto $\frac{\Delta P}{P_0}$ varia più rapidamente di $\frac{\Delta r}{r_0}$, e che, per campi più intensi, quest'ultimo rapporto continua a crescere rapidamente, mentre il primo tende ad assumere un valore costante.

L'andamento della curva che ci rappresenta le variazioni specifiche di r è conforme a quella trovata da BARLOW ⁽¹⁾.

8. Confrontando questi risultati con quelli ottenuti dal Prof. LA ROSA per il bismuto, appare che, nonostante la diversità del segno nel coefficiente di HALL, antimonio e bismuto si comportano allo stesso modo nei riguardi delle azioni esercitate dal campo sui corpuscoli mobili.

Se si tiene presente, invero, che nelle coppie Bi/Cu , Sb/Cu la corrente termoelettrica ha segno opposto, ci si persuade subito che, per l'analogia segnalata, è necessario che per le due coppie, il $\frac{\Delta P}{P_0}$ risulti di segno opposto, proprio come è stato provato dall'esperienza. Riferendoci infatti all'espressione (3) fornita dalla teoria elettronica, per il potere termoelettrico e tenendo esatto conto del segno della $f. t. e. m.$ e del segno della sua variazione si ricava che, tanto per il Bi quanto per l' Sb , la concentrazione elettronica decresce con il campo ⁽²⁾. Il segno del cambiamento di P nelle due coppie va dunque d'accordo con l'ipotesi della dipendenza di n da H .

Inoltre i mutamenti di resistenza e quelli del potere termoelettrico dello stesso campione di antimonio appaiono vincolati dalla relazione teorica a cui l'ipotesi stessa ci conduce, tenuto conto della variabilità del $l. c. m.$

In proposito i risultati della verifica sono più che soddisfacenti.

Scelta come misura di paragone quella relativa al campo di 5000 unità, il rapporto η , per un valore qualunque H del campo, viene dato da

$$\eta = \frac{P_{5000} - P_0}{P_H - P_0} = \left(\frac{\Delta P}{P_0} \right)_{5000} : \left(\frac{\Delta P}{P_0} \right)_H = 0,018 : \left(\frac{\Delta P}{P_0} \right)_H.$$

I rapporti $\frac{\rho_H}{\rho_0}$ risultano uguali a $\frac{r_H}{r_0}$. La formola (4) diventa dunque:

$$b = \frac{\log 1,0023 - \log \frac{r_H}{r_0}}{2500 \times 10^4 \eta H^2}.$$

⁽¹⁾ Ann. d. Phys., (4), 12, pag. 897, 1903.

⁽²⁾ HEAPS (l. c.) asserisce la stessa analogia non ostante trovi un aumento della forza termoelettromotrice anche per l'antimonio.

Nella seguente tabella sono riportati, per ogni valore di H , i relativi rapporti, η , $\frac{r_H}{r_0}$ e i valori ricavati per b che avrebbero dovuto risultare uguali, essendo b una costante ⁽¹⁾.

H	η	r_H/r_0	$b \times 10^{10}$	s
3000	1,80	1,0007	1,18	0,00
4250	1,24	1,0016	1,20	+ 0,02
5000	1,00	1,0023	—	—
5450	0,91	1,0028	1,22	+ 0,04
6000	0,85 *	1,0035	1,20	+ 0,02
6550	0,78	1,0042	1,15	— 0,03
7050	0,75 *	1,0050	1,17	— 0,01
7300	0,72	1,0055	1,23	+ 0,05
7750	0,69 *	1,0061	1,15	— 0,03
8550	0,66	1,0075	1,13	— 0,05

Facendo la media dei valori di b troviamo $1,18 \times 10^{-10}$, e perciò gli scarti rispetto a questa media — riportati nell'ultima colonna —, dato l'ordine degli errori imputabili alle misure da cui i valori b provengono, sono insignificanti. L'approssimazione dunque con cui i risultati si adattano alla previsione teorica è assai soddisfacente.

R. Università, Istituto di Fisica.

Palermo, Novembre 1926.

(¹) Qualcuno dei valori di η e di $\frac{r_H}{r_0}$ proviene da valori di $\Delta P/P_0$ e di r_H , che differiscono di poco da quelli riportati nelle due tabelle precedenti, ciò perchè fu fatto un certo compenso in base ai diagrammi di rappresentazione delle due variazioni. I numeri segnati con asterisco non sono stati osservati, ma desunti per interpolazione dalle curve riportate.

SULL' ENTITÀ DI UNA CAUSA D'ERRORE NELL' USO DEGLI IGROMETRI A CONDENSAZIONE

Nota del Dott. I. RANZI

Sunto. - Misurando, mediante una pinza termoelettrica, la differenza di temperatura che si stabilisce in un igrometro di REGNAULT tra il bulbo del termometro immerso nel liquido evaporantesi e il ditale d'argento, si è trovato che tale differenza, pur mantenendosi piccola durante il raffreddamento, va aumentando col procedere di quest'ultimo e può raggiungere valori non trascurabili ($0^{\circ}.3-0^{\circ}.4$); durante il riscaldamento successivo la differenza di temperatura in questione sale rapidamente e raggiunge valori tanto più elevati quanto più forte è stato il raffreddamento.

Per punti di rugiada assai discosti dalla temperatura ambiente l'errore che si commette è rilevante, operando nel modo solito ossia prendendo come punto di rugiada la media delle temperature di apparizione e di scomparsa della rugiada. Pur operando secondo il metodo più preciso indicato da REGNAULT, si commettono errori che non si possono trascurare in misure di precisione.

Nel presente lavoro, ho cercato di determinare il valore della differenza di temperatura che si stabilisce, in un igrometro di REGNAULT, tra il bulbo del termometro immerso nel liquido evaporantesi e il ditale d'argento, su cui si osserva il formarsi della rugiada; e come tale valore varia col variare delle condizioni sperimentali. Generalmente si ammette che, durante il raffreddamento, pel gorgogliare delle bolle d'aria in seno al liquido, non possa stabilirsi alcuna differenza di temperatura tra i vari strati liquidi e in particolare tra quello che è a contatto col ditale e quello che circonda il bulbo del termometro; una stratificazione termica è invece da temersi nel liquido, che in generale è etere o solfuro di carbonio, cioè un cattivo conduttore del calore, quando, cessato il raffreddamento, col liquido in quiete, si vuol determinare il punto di scomparsa della rugiada. Ed è appunto per evitare una tale stratificazione, che vien consigliato di riprendere ogni tanto, durante il riscaldamento, il passaggio di bolle d'aria in seno al liquido.

Per quante ricerche abbia fatto, non mi consta che alcuno si sia occupato di determinare se esiste, durante il raffreddamento e il ri-

scaldamento successivo, una differenza tra la temperatura della lamina metallica su cui si depone la rugiada e quella della regione del liquido evaporantesi in cui è immerso il bulbo del termometro.

Il DUFOUR ⁽¹⁾, allo scopo di poter misurare effettivamente la temperatura del metallo su cui si depone la rugiada, costruì un igrometro formato da un recipiente metallico rettangolare destinato a contenere l'etere, di cui una faccia, quella su cui si osserva il deposito di rugiada, era formata da una placca di rame dello spessore di mm. 8 di diametro; entro questo foro veniva posto il bulbo di un termometro. Nel suo lavoro, il DUFOUR riporta anche i valori delle differenze osservate tra le temperature indicate dal termometro col bulbo nella placca di rame e da un termometro immerso nell'etere; trova così dei valori che raggiungono anche 1°,6, però non precisa in quali condizioni tali valori siano stati osservati. Anche per questo tipo di igrometro si può dubitare che il termometro non indichi la temperatura effettiva della placca di rame.

Nel presente lavoro, ho effettuato la misura della differenza tra la temperatura indicata dal termometro e la temperatura effettiva del ditale, in un igrometro di REGNAULT, servendomi di una pinza termoelettrica formata da un filo di costantana del diametro di mm. 0,04 saldato agli estremi a due fili di rame del diametro di mm. 0,07. Delle due saldature, una era posta a contatto col bulbo del termometro e l'altra era saldata alla superficie esterna oppure interna del ditale di argento: data la buona conducibilità termica di quest'ultimo si ottenevano gli stessi risultati ponendo a contatto la saldatura della pinza sia colla superficie esterna che coll'interna del ditale stesso. Nella costruzione della pinza usai dei fili sottilissimi, allo scopo di esser ben sicuro che la temperatura assunta dalle saldature fosse proprio quella dei corpi con cui erano a contatto. I due fili di rame della pinza erano connessi a un sensibile galvanometro; prima di esser messa al posto e spesso durante le esperienze, la pinza venne esattamente tarata. Il termometro usato per la misura della temperatura all'interno del ditale era a bulbo di piccola capacità; e siccome il raffreddamento si faceva avvenire assai lentamente, si può escludere che esistesse qualsiasi differenza tra la temperatura indicata dal termometro e quella del liquido a contatto col bulbo e con una delle saldature della pinza. Il ditale d'argento dell'igrometro, formato di sottilissima lamina, era di cm. 6 di lunghezza e di cm. 2 di diametro; il tubo di vetro da cui l'aria veniva condotta a gorgogliare nell'etere, aveva un diametro interno di mm. 4. La disposizione e le dimensioni erano in fondo identiche a quelle dell'igrometro de-

(1) H. DUFOUR, « Journal de Physique », 1889, p. 74.

scritto dal REGNAULT ⁽¹⁾. Fin dalle prime osservazioni, ho potuto constatare i seguenti fatti.

Poco dopo iniziato il raffreddamento del ditale, mediante l'evaporazione di etere, si stabilisce una differenza tra la temperatura del ditale e quella del bulbo del termometro, per cui la prima risulta superiore alla seconda.

Col procedere del raffreddamento tale differenza si accentua: il suo valore dipende dal modo con cui si fa avvenire il raffreddamento; se questo è piuttosto rapido essa è minore che nel caso di un raffreddamento lento.

Poco dopo interrotto il raffreddamento, la differenza di temperatura in questione sale rapidamente e raggiunge un massimo, per diminuire poi in seguito, lasciando l'apparecchio a sè e il liquido in quiete, fino ad annullarsi, quando il termometro immerso nell'etere indica una temperatura vicina a quella ambiente.

Per dare un'idea dell'ordine di grandezza delle differenze di temperatura così osservate e delle sue variazioni, ho costruito delle curve esprimenti il valore della differenza di temperatura tra ditale e bulbo del termometro, in funzione della differenza tra la tempera-

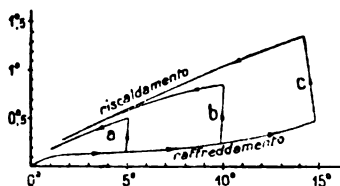


Fig. 1.

tura ambiente e quella indicata dal termometro dell'igrometro. Nella costruzione di tali curve non ho tenuto conto del formarsi o meno della rugiada, considerando che tale causa non potesse avere influenza apprezzabile sull'andamento delle curve stesse; del resto, questo modo di vedere, mi è stato confermato da varie osservazioni eseguite allo scopo.

La curva *a* della fig. 1 si riferisce a un raffreddamento di 5° al disotto della temperatura ambiente, la curva *b* a un raffreddamento di 10°, la curva *c* di 15°: il ramo inferiore delle curve corrisponde al raffreddamento; appena interrotto questo, si vede che la differenza di temperatura tra ditale e bulbo del termometro sale rapidamente, cosicchè il tratto superiore delle curve si riferisce al riscaldamento successivo.

(¹) REGNAULT, « Annales de Chimie et Physique », 1845, t. 15, p. 129.

Per dare un'idea della velocità con cui si faceva avvenire il raffreddamento, dirò che per passare, ad es., dalla temperatura ambiente a una temperatura di 15° inferiore (curva *c*), occorsero 17 minuti; se il raffreddamento fosse stato più rapido, il tratto inferiore delle varie curve si sarebbe avvicinato un po' di più all'asse delle ascisse.

Il tempo che intercorre tra il momento in cui si interrompe l'evaporazione dell'etere e il momento in cui la differenza di temperatura in questione raggiunge il massimo è di circa 1'.

L'interpretazione dei fatti osservati non è difficile; durante il raffreddamento, il movimento del liquido impedisce che si stabilisca una forte differenza di temperatura tra le zone periferiche e quelle centrali; tuttavia si constata che una differenza di temperatura non trascurabile (da $0^{\circ},05$ a $0^{\circ},4$, a seconda dei casi) si stabilisce egualmente tra ditale e bulbo del termometro e che questa differenza di temperatura va crescendo col procedere del raffreddamento.

Ciò può spiegarsi pensando che, durante il raffreddamento, si ha un passaggio di calore dall'ambiente al liquido attraverso il ditale; ora si sa che, nella trasmissione di calore da un fluido ad un altro attraverso una parete solida, si stabiliscono due salti di temperatura all'ingresso e all'uscita dalla parete stessa.

Cessato il raffreddamento, l'apporto di calore dall'aria ambiente non è più compensato da una sufficiente trasmissione di calore in seno al liquido, dalle parti a contatto col recipiente alla parte centrale in cui trovansi il bulbo del termometro, data la cattiva conducibilità termica del liquido stesso: si forma così, nella massa liquida, una stratificazione termica, per cui si stabilisce una forte differenza tra la temperatura del ditale e quella del bulbo del termometro, differenza che è tanto maggiore quanto più forte è stato il raffreddamento. Il formarsi di una stratificazione può mettersi facilmente in evidenza nel seguente modo: se, poco tempo dopo interrotta l'evaporazione dell'etere, si riprende l'aspirazione dell'aria, si osserva che il termometro nei primi momenti accusa un innalzamento di temperatura di qualche decimo di grado, nonostante che, essendosi iniziata l'evaporazione, si abbia certamente un raffreddamento nella massa liquida; evidentemente, per il gorgogliare dell'aria nell'etere si ha un rimescolio degli strati caldi, a contatto col ditale, cogli strati freddi vicini al bulbo del termometro. Inoltre, se si mantiene in un modo qualsiasi in agitazione l'etere anche dopo interrotta l'evaporazione si osserva che la differenza di temperatura, durante il riscaldamento, non sale a valori così elevati come quando l'etere sta fermo.

Le curve riportate si riferiscono a esperienze eseguite in aria perfettamente calma; se le stesse determinazioni si fanno in atmosfera mossa da vento, si osserva che, durante il raffreddamento e

molto più durante il riscaldamento successivo, le differenze di temperatura tra ditale e bulbo del termometro raggiungono valori altissimi, come è da attendersi dato l'aumento nell'apporto di calore dall'aria ambiente al ditale; così, se il ditale ha una temperatura di 15° circa inferiore a quella dell'ambiente, e se vi ha vento, la differenza di temperatura tra ditale e bulbo del termometro può superare i 2° .

Che l'igrometro di REGNAULT dia risultati variabili da un momento all'altro se l'aria è agitata, fu constatato dal REGNAULT stesso, che attribuì ciò a variazioni rapide dello stato igrometrico dell'aria, e dal CROVA ⁽¹⁾: questi, facendo esperienze di confronto coll'igrometro di REGNAULT esposto all'aria libera e col suo igrometro, in cui l'aria viene aspirata dall'esterno e condotta a contatto colla superficie lucida, trovò appunto che, mentre le indicazioni dell'igrometro di REGNAULT erano variabilissime, quelle del suo igrometro variavano di pochissimo; e le differenze tra i punti di rugiada dati dai due igrometri erano tanto maggiori quanto più l'aria era fredda, secca e agitata. Secondo il CROVA la causa era da cercarsi nel fatto che per l'igrometro di REGNAULT esposto all'aria libera, l'aria condotta rapidamente a contatto colla superficie fredda del ditale d'argento strisciava sulla superficie stessa senza potersi mettere in equilibrio di temperatura con essa. Ora, in base alle osservazioni da me fatte, è lecito pensare che oltre a questa causa, contribuisca non poco a rendere variabili le determinazioni coll'igrometro di REGNAULT all'aria libera, la forte differenza di temperatura che, in atmosfera agitata, si stabilisce tra ditale e bulbo del termometro.

Vediamo ora di quale importanza pratica siano i risultati ottenuti. D'ordinario, quando non si mira a una grande precisione, le determinazioni del punto di rugiada, si operano osservando le temperature indicate dal termometro al momento in cui si forma, in modo ben visibile, la rugiada, e al momento in cui, interrotta l'evaporazione, la rugiada stessa scompare; si assume come punto di rugiada la media delle due temperature. Al momento in cui appare la rugiada, la temperatura indicata dal termometro differisce da quella effettiva del ditale di una quantità che è tanto maggiore quanto più è basso il punto di rugiada rispetto alla temperatura ambiente, e che in generale non supera quasi mai $0^{\circ},3-0^{\circ},4$. La scomparsa della rugiada avviene qualche tempo dopo che si è interrotta l'evaporazione, quando la differenza tra la temperatura del ditale e quella indicata dal termometro va salendo o, come succede il più delle volte, ha già raggiunto il massimo. Si trova così che in realtà esiste una

(1) CROVA, « Journal de Physique », 1883, p. 450.

forte differenza tra i punti di apparizione e di scomparsa della rugiada, anche quando il termometro accusa delle differenze lievissime.

In conclusione, operando nel modo ora descritto, ossia interrompendo l'evaporazione appena apparso il deposito di rugiada e lasciando poscia in quiete l'etere, si va incontro a errori assai variabili e difficili a determinarsi, ma che possono talvolta raggiungere valori tutt'altro che trascurabili: l'indeterminatezza dipende talvolta anche dal fatto che per lo più si continua il raffreddamento sino a che la superficie lucida del ditale si appanna in modo ben visibile.

Il procedimento più corretto è certamente quello indicato dallo stesso REGNAULT ⁽¹⁾. Si fanno dapprima determinazioni grossolane delle temperature entro cui è compreso il punto di rugiada e poi si cerca, regolando convenientemente la corrente d'aria attraverso l'etere, di mantenere la temperatura indicata dal termometro sempre ad uno stesso valore tale che la rugiada ancora non compaia, ma che, diminuendolo di poco mediante un lieve aumento dell'evaporazione, si possa produrre l'apparizione di rugiada: questa apparizione, che è la prima che si manifesta durante il raffreddamento di una superficie metallica ben pulita, è in generale non molto appariscente e solo un occhio ben esercitato può accorgersene. Con tale metodo riesce possibile determinare il punto di rugiada coll'esattezza di $\frac{1}{20}$ di grado, naturalmente sulle indicazioni fornite dal termometro.

Come ho detto, la prima apparizione del deposito di rugiada in generale non è facilmente visibile; perciò, nelle esperienze fatte allo scopo di determinare con precisione quale è l'errore che si commette nelle determinazioni del punto di rugiada col metodo indicato dal REGNAULT, onde evitare errori soggettivi di osservazione, mi sono servito di un metodo indiretto per constatare il menomo appannamento della superficie lucida del ditale. Tra il ditale dell'igrometro e una sorgente luminosa costante ho disposto una cellula fotoelettrica del tipo Elster e Geitel, a idrurio di potassio, in modo che essa potesse ricevere parte dei raggi luminosi inviati dalla sorgente sulla superficie lucida del ditale e da questa riflessi. Basta un lievissimo appannamento del ditale per produrre una notevole deviazione dell'ago di un elettrometro opportunamente connesso colla cellula fotoelettrica.

Per avere una intensità luminosa costante, la luce che andava a colpire il ditale dell'igrometro era quella del giorno, proveniente da una finestra del laboratorio. Con tale dispositivo si poteva colla massima facilità e prontezza percepire il primo depositarsi della rugiada sul ditale. Perchè questo deposito si effettuò il più intensamente

(1) Loc. cit.

possibile ed esattamente alla temperatura corrispondente al punto di rugiada, occorre che la superficie del ditale sia ben lucida e soprattutto ben sgrassata; è noto, come dimostrò il CANTOR ⁽¹⁾, che, se la superficie metallica su cui si osserva il deposito di rugiada è grassa, il punto di apparizione della rugiada si abbassa di molto.

I risultati di alcune delle osservazioni fatte col metodo ora descritto sono riportati nella seguente tabella, in cui:

T indica la temperatura ambiente,

t il punto di rugiada dedotto dalla lettura al termometro,

t' il punto di rugiada effettivo dedotto in base alla misura della differenza di temperatura tra ditale e bulbo del termometro.

T	t	t'
18°,0	10°,45	10°,7
19°,2	10°,8	11°,05
18°,5	8°,7	8°,9
17°,4	6°,6	6°,9
15°,8	3°,3	3°,65
17°,8	2°,9	3°,35

Come si vede, l'errore che si commette, pur usando il metodo di REGNAULT, è considerevole, se si pensa alla precisione che con esso si crede di poter raggiungere.

Concludendo mi preme di far rilevare a quali incertezze si vada incontro nell'uso degli igrometri a condensazione del tipo REGNAULT (e probabilmente anche di tipi analoghi) e come sia desiderabile che, per misure di precisione, si adoperino apparecchi nei quali sia possibile la misura diretta della temperatura della superficie metallica su cui si osserva il deposito di rugiada.

Tale misura può ottenersi anche nei tipi di igrometri comunemente usati, coll'impiego di una pinza termoelettrica; oppure si può ricorrere a tipi di igrometri, come quello descritto dal GILBAUT ⁽²⁾, che è formato da una provetta di vetro platinata esternamente e di cui si provoca il raffreddamento mediante evaporazione di etere nell'interno: il deposito di rugiada si osserva sullo strato di platino esterno e la temperatura corrispondente si ricava in base a misure della resistenza elettrica dello stesso strato di platino.

⁽¹⁾ CANTOR, « Annalen der Physik », LVI, p. 492, 1895.

⁽²⁾ H. GILBAUT, « Comptes Rendus », t. 114, p. 67, 1892.

OSSERVAZIONI INTORNO AD UNA NOTA DEL PROF. GIORGI SU “ QUESITI INSOLUTI NELLE TEORIE FONDAMENTALI DELL'ELET- TROMAGNETISMO „

Spett. Direzione del « Nuovo Cimento »,

Nel numero di gennaio ultimo del periodico si trova una nota del chiar.mo prof. G. Giorgi sul contenuto della quale, in massima, si può consentire, mirando egli a far rilevare che le leggi dell'elettromagnetismo, nella loro forma attuale, non si possono applicare ad alcuni casi nuovi senza generare alcune incertezze, che egli espone.

Ma, forse, non tutti i lettori del Nuovo Cimento possono concordare con lui in tutte le critiche di incertezza che egli fa. Per esempio, nel primo caso che egli discute (pag. 2), di un conduttore disteso secondo un quarto di meridiano terrestre, il quale conduttore una volta rotoli insieme al globo ed una volta resti fermo rispetto alle stelle fisse, la risposta sulla forza elettromotrice generata non può essere dubbia, in nessuno dei due sottocasi. Per dubitare bisognerebbe pensare come pensavano molti fisici venti anni or sono, che un corpo che rota intorno ad un asse possa non trasportare con sè le proprie linee di forza magnetica; ma io ho decisa quest'ultima quistione nell'appendice di un mio manualetto elementare ⁽¹⁾, che però evidentemente non è penetrato negli ambienti scientifici. Io dico in quel mio volumetto, che se un magnete avente la forma di solido di rivoluzione, magnetizzato simmetricamente intorno all'asse di figura, cioè nello stesso modo in tutti i meridiani (questa semplificazione teorica è adottata dal prof. Giorgi), rota intorno ad un asse esterno e parallelo al suo, nessuno dubita che non trasporti con sè le proprie linee di forza. Ma allora facendo tendere a zero la distanza dei due assi, dobbiamo necessariamente concludere che le trasporta seco anche quando gira intorno al proprio asse di figura.

Ciò posto, se il conduttore ideato dal prof. Giorgi gira insieme alla terra ed alle sue linee di forza, dobbiamo concludere secondo

⁽¹⁾ P. BARRECA: *Elementi di telegrafia e telefonia senza fili*. 2^a edizione, 1923, R. Giusti editore, Livorno.

tutte le esperienze fino ad oggi note e concordanti, che non si sviluppa forza elettromotrice. Al contrario, se esso si sposta sulla superficie della terra con la velocità di un giro ogni ventiquattr'ore e nel senso tale da essere immobile rispetto alle stelle fisse, sviluppa una forza elettromotrice, della quale (se si suppone nota la ripartizione delle linee di forza e la loro intensità) si può calcolare immediatamente il valore. Il prof. Giorgi, invece, dubita che taluno possa affermare proprio l'opposto, cioè che la *f.* e *m.* si presenti proprio nel primo caso e non nel secondo.

Anche l'esempio della rotaia percorsa da corrente alternativa può dar luogo a qualche divergenza di vedute. Il prof. Giorgi non intende di considerarlo da un punto di vista pratico e fa bene dal suo punto di vista poichè, trattandosi di stabilire enunciati matematicamente rigorosi, occorre rigore ideale. In pratica, ogni elettrotecnico, nel caso di frequenza industriale, adopererebbe il voltmetro, poichè allontanando comunque i fili di congiunzione, all'istrumento le indicazioni non possono variare che di pochissimo, essendo la maggior parte del flusso induttore incanalata nel materiale tanto più permeabile dell'aria che è il ferro. Inoltre, la legge di Ohm, applicata opportunamente ad ogni particella del ferro, resta ancora di effetto notevole. Succederebbe il contrario solo se la corrente fosse così grande da saturare il ferro magneticamente, o da arroventarlo deprimendone la permeabilità. Ciò posto, se si mira al rigore teorico, si deve, in questo caso, dire che esiste nel ferro e nell'aria tutto intorno un vettore induzione magnetica variabile, perciò anche un rotore delle forze elettriche e quindi queste non ammettono più una funzione dei punti dello spazio che si possa chiamare un potenziale. Ma dopo ciò, appunto per ciò, non si può chiedere affatto di misurare differenze di potenziale, nè con le leggi attuali dell'elettromagnetismo, nè con altre.

Il prof. Giorgi controobietta che con un elettrometro si ha però una indicazione, così come col voltmetro, ma come egli stesso riconosce ciò non muta molto alla cosa teorica e l'indicazione da prevedere è una grandezza che varia di valore e significato da caso a caso, a seconda della forma dei fili e della disposizione dell'apparato.

Infine, un terzo punto sul quale si può essere di opinione diversa dal prof. Giorgi è nell'uso che egli fa della teoria della relatività. Si può obiettare a lui, che la teoria di Einstein è (almeno per chi ama dubitare nella scienza) ancora *sub judice* e non ha abbastanza prove sperimentali a favore, giacchè quella della non riuscita della previsione alla Michelson di una certa prova è così discussa. Pertanto, nel combinare quella teoria con le leggi dell'elettromagnetismo si

giunge sempre a conclusioni che restano incerte e che non provano rigorosamente, nè a favore, nè contro le leggi medesime.

Sicuro che, nell'interesse dei lettori del Cimento e della discussione scientifica, Cotesta Direzione vorrà dare ospitalità a queste poche righe, mi dico dev.mo

Prof. P. BARRECA

Reggio Calabria, 2 aprile 1927.

IN RISPOSTA ALLE OSSERVAZIONI DEL PROF. BARRECA

L'egregio prof. Barreca, nel suo eccellente volumetto e nelle osservazioni con le quali al volumetto stesso si riferisce, fa allusione alle « linee di forza », come se fossero qualche oggetto fisico tale che possa aver senso il discutere se un magnete le trascina o no con sè.

Questa nozione, originata poco felicemente nei primi scritti popolari di G. KAPP verso il 1880, si è trascinata per qualche tempo nel mondo elettrotecnico, e autorità come HOPKINSON, Lord KELVIN, HEAVISIDE dovettero adoperarsi a lungo per farne giustizia, e per far comprendere che non le linee di forza ma le linee d'induzione intervengono a determinare i fenomeni delle f. e m. indotte, e che queste linee non sono entità fisiche, ma pure linee geometriche, costrutte da noi in modo che in ogni punto siano tangenti al vettore induzione magnetica B . Trattandosi di linee geometriche, è insignificante dire che si muovono o stanno ferme.

Volendo però ammettere che la distinzione, un tempo popolare, tra linee che si muovono e linee che stanno ferme possa tradursi in qualche asserto scientifico, bisogna esprimerla dicendo che per determinare il campo elettromagnetico non bastano i vettori H e B , ma bensì occorre un terzo vettore, il quale rappresenti la supposta velocità, con cui le linee magnetiche si muoverebbero rispetto agli assi di riferimento prescelti.

Il prof. Giorgi, nel testo pubblicato nel « Nuovo Cimento », si propone appunto questa domanda, intorno all'esistenza di questo terzo vettore, e la risolve negativamente pel fatto che da nessun fatto sperimentale o fenomeno fisico ne è risultata l'esistenza. Ciò non esclude che alle conclusioni finali additate dal prof. Barreca si possa pervenire lo stesso partendo dalle teorie del prof. Giorgi, ma per una via rigorosa e senza introdurre concetti estranei alla fisica. A questo riguardo veggansi i commenti e gli sviluppi alla Nota del prof. Giorgi, che ultimamente sono apparsi nella « Revue Générale d'Electricité » per opera di A. LIÉNARD prima e di RAOUL

FERRIER successivamente. L'articolo di Raoul Ferrier è particolarmente esauriente.

In quanto al problema delle rotaie, sappiamo che esso si è presentato al prof. Lombardi effettivamente in una ricerca pratica. È esatto che di differenze di potenziale non si possa parlare in quel caso, e siamo tutti d'accordo su questo: ma il problema di predeterminare in date circostanze l'indicazione di un elettrometro è preciso, e la teoria deve essere completata in modo da potervi rispondere.

In quanto infine alla teoria della relatività siamo tutti d'accordo che mancano finora prove sperimentali rigorosamente decisive in favore o contro. È evidente che uno degli obbiettivi della Nota del prof. Giorgi era il precisare le conseguenze che in casi singoli si possono trarre dalle ipotesi relativiste e antirelativiste, per confrontarle tra loro, e poter fare intervenire nuovi esperimenti.

LA REDAZIONE

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 120 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 160

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. - Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. - Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

MAGGIO 1927

ANNO IV - N. 5

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANI

SOMMARIO

A. BERNINI: *La trasmissione del calore tra fluidi e pareti secondo la teoria moderna.* — P. BARRECA: *Valore medio elettrolitico della corrente raddrizzata fornita da alcuni cinescopii.* — A. ROSTAGNI: *Su la riflessione totale.* — R. PARODI: *Un nuovo apparecchio ottico a visione panoramica.* — S. CHELLA: *Le azioni elettromagnetiche e il principio di simmetria.* — RIVISTA: A. ROSTAGNI: *Le manifestazioni luminose nel secondo mezzo nella riflessione totale.* — G. DALLA NOCE: *Aspetto fisico della gravitazione.*

JUL 24 1928



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

"IL NUOVO CIMENTO"

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

LA TRASMISSIONE DEL CALORE TRA FLUIDI E PARETI SECONDO LA TEORIA MODERNA

CONSIDERAZIONI ED ESPERIENZE PRELIMINARI

Nota di ARCIERO BERNINI

Sunto. - Nella prima parte, dopo una breve storia del come si sono svolti dal FOURIER in poi gli studi circa la propagazione del calore fra fluido e fluido attraverso ad una parete, e dopo aver ricordate le difficoltà per

ERRATA CORRIGE — N. 4 - Aprile 1927

V. GIAMBALVO, *Conducibilità e potere termoelettrico nel campo magnetico*, pag. 188, ultima riga.

Invece di

$$b = \frac{\log 1,0023 - \log \frac{r_H}{r_0}}{2500 \times 10^4 \eta H^2}$$

leggi

$$b = \frac{\log 1,0023 - \eta \log \frac{r_H}{r_0}}{2500 \times 10^4 - \eta H^2}.$$

teoria del PRANDTL, dello stesso ordine di grandezza.

Posizione della questione.

1. Circa un secolo fa, i lavori analitici di FOURIER ci hanno posto in grado di seguire col calcolo i fenomeni di *propagazione* del calore nell'interno di corpi solidi e di *trasmissione* fra corpi solidi e fluidi attraverso la loro superficie di contatto, perchè hanno fissato in modo univoco, in base a poche e semplici leggi elementari, la dipendenza di tali fenomeni dalla temperatura dei corpi stessi in tutti i loro punti e in tutti i tempi. Coteste leggi elementari sono notissime.

LA TRASMISSIONE DEL CALORE TRA FLUIDI E PARETI SECONDO LA TEORIA MODERNA

CONSIDERAZIONI ED ESPERIENZE PRELIMINARI

Nota di **ARCIERO BERNINI**

Sunto. - Nella prima parte, dopo una breve storia del come si sono svolti dal **FOURIER** in poi gli studi circa la propagazione del calore fra fluido e fluido attraverso ad una parete, e dopo aver ricordate le difficoltà per la determinazione del coefficiente di conducibilità esterna, per il quale si trovano valori disparatissimi attribuiti alle stesse condizioni di esperienza, si fa cenno degli studi recenti, che hanno condotto alla cosiddetta teoria degli strati limiti, o di **PRANDTL**, ed ai tentativi che sono stati fatti, per coordinare ed interpretare i risultati sperimentali relativi alla trasmissione del calore al lume di tale nuova teoria. Tentativi finora non riusciti: tanto che, mentre per i coefficienti di trasmissione fra vapor d'acqua e parete, e fra acqua e la stessa parete, la teoria degli strati limiti prevederebbe valori pressochè identici, dallo spoglio dei risultati, che ne è stato fatto recentemente con ogni cura, si hanno valori, che stanno fra loro circa come uno a sei.

Nella seconda parte l'autore espone le sue considerazioni e le sue esperienze, che l'hanno portato a ricercare ed a trovare le cause delle divergenze sopra cennate. Ed i suoi risultati, ottenuti con pareti a tubo e per opportune condizioni, mentre stanno a dire come i valori finora riscontrati per questi coefficienti non possono essere impugnati contro la teoria degli strati limiti, stanno inoltre ad affermare come, eliminate certe cause di errore e particolarmente la formazione di bolle gassose aderenti alla parete trasmettente, tali coefficienti risultino, proprio in accordo colla teoria del **PRANDTL**, dello stesso ordine di grandezza.

Posizione della questione.

1. Circa un secolo fa, i lavori analitici di **FOURIER** ci hanno posto in grado di seguire col calcolo i fenomeni di *propagazione* del calore nell'interno di corpi solidi e di *trasmissione* fra corpi solidi e fluidi attraverso la loro superficie di contatto, perchè hanno fissato in modo univoco, in base a poche e semplici leggi elementari, la dipendenza di tali fenomeni dalla temperatura dei corpi stessi in tutti i loro punti e in tutti i tempi. Coteste leggi elementari sono notissime.

Indicando con ϑ la temperatura, con t il tempo, con S l'area della superficie, con s le normali ad S e con Q la quantità di calore, si pongono per i due fenomeni di propagazione e di trasmissione le leggi:

$$dQ = k dS dt \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial s} \right), \quad dQ = h dS dt (\vartheta_2 - \vartheta_1),$$

ove k ed h dovrebbero esser coefficienti approssimativamente costanti, dei quali appunto discuteremo fra poco.

Però, in seguito a numerosi confronti sperimentali è venuto subito a risultare, come è noto, che, mentre i fenomeni di propagazione di calore all'interno dei corpi solidi *per sè*, (vale a dire quando intervengono da soli), sono senz'altro rappresentati dalla teoria di FOURIER con una esattezza dell'ordine di quella delle ordinarie teorie fisiche, i fenomeni di trasmissione di calore attraverso superficie di contatto tra solidi e fluidi, e quindi anche i fenomeni di propagazione, quando in qualche modo dipendano da essi, sono invece rappresentati molto inegualmente dalla teoria stessa. Ciò avviene perchè, mentre si può considerare il coefficiente di conduttività interna k come una caratteristica della natura del corpo e dello stato del solido, dipendente da pochi e ben definiti elementi (temperatura, aggregazione molecolare, tempera ecc.), il coefficiente di trasmissione esterna dipende evidentemente, oltre che dalle condizioni della superficie di contatto (pulitura, forma, orientamento, temperatura, ecc.) anche e prevalentemente dallo *stato del fluido in vicinanza della parete* (proprietà fisiche e stato di movimento). Ora è ben noto che circa tale argomento fino a pochi anni fa non si sapeva nulla di positivo. La meccanica dei fluidi sapeva che erano inesatte le ipotesi proposte, da quella di EULERO a tutte quelle avanzate nel secolo decimono, compresa quella intermedia di STOCKES, che, in mancanza di meglio, finì per esser più o meno ampiamente accolta e sviluppata in ogni trattato, quantunque essa pure conducesse a risultanze paradossali.

2. In tali condizioni si dovette venire a opportuni temperamenti. Dal *punto di vista scientifico*, per lo studio dei fenomeni di propagazione e in particolare per la determinazione dei coefficienti di conduttività termica fu dimostrato, specialmente per opera di F. NEUMANN, che, quando non può esser assolutamente evitata qualsiasi trasmissione di calore all'esterno del corpo da studiare, debbano in generale venir esclusi quei metodi, che fondano le loro deduzioni sull'osservazione di stati stazionari di temperatura, perchè questi non dipendono mai dal coefficiente di conduttività k , ma sempre dal rapporto k/h ;

così che la determinazione di k verrebbe a subire direttamente l'influenza di tutta l'incertezza insita nel coefficiente di trasmissione h . Metodi basati sull'osservazione di stati variabili di temperatura possono invece venir resi quasi indipendenti da cotesto incerto influsso.

Dal *punto di vista pratico*, dato il grandissimo interesse, che presenterebbe il conoscere con sufficiente approssimazione la quantità di calore trasmesso attraverso ad una parete in date condizioni, si moltiplicarono le esperienze per la determinazione di cotesto coefficiente h nelle più svariate circostanze, ma i risultati ottenuti fino a pochi anni fa erano veramente poco confortanti. In vari trattati o formulari si leggono, attribuiti alle stesse condizioni, valori del coefficiente h che stanno fra di loro come 1 a 10, o anche peggio. In conseguenza si fece generalmente strada la convinzione, che il fenomeno della trasmissione del calore tra solidi e fluidi attraverso le loro superficie di contatto sia di tale complicazione e dipenda da una tale quantità di fattori differenti e difficilmente controllabili, da render impossibile la sua esatta caratterizzazione. E si procedette col più grossolano empirismo.

3. Ma da poco più che un ventennio le cose sono alquanto mutate in meglio; e per quanto si sia ancor ben lungi dal poter ritenere conseguito qualche risultato completamente soddisfacente, si può oggi, con qualche fondatezza, sperare di giungervi.

Il miglioramento è essenzialmente dovuto alla più esatta comprensione, almeno qualitativa, dello stato in cui si trovano i fluidi in movimento nella vicinanza e in conseguenza delle pareti.

Sono notissimi gli studi antichi e moderni sulla resistenza o attrito dei fluidi nei condotti e la ammissione, che ne è conseguita, di due *regimi* detti di POISEUILLE e idraulico, o meglio, come oggi si dice, di moto *laminare* e di moto *turbolento* del fluido. È pure noto come il regime laminare, che si realizza in molti casi con facilità per moti non troppo veloci, per es. in tubi, o in vene fluide libere, cessi di colpo e si trasformi nel regime turbolento, quando si superi una certa velocità v , velocità che è risultata legata al coefficiente di viscosità ν e alla densità del fluido ρ attraverso il cosiddetto numero di REYNOLDS

$$R = \frac{\rho v l}{\nu},$$

ove l sta a rappresentare una lunghezza, che nei vari problemi può avere significati differenti. Il regime turbolento nei vari casi si stabilisce quando R raggiunge un determinato valore. Nel caso del moto

di un liquido in un tubo di sezione circolare, quando si indichi con t il raggio del tubo, basterà per es. che R raggiunga il valore di circa 1000 (in unità C. G. S.), perchè non sia più possibile il moto laminare e si abbia invece il moto turbolento. Ricordiamo ancora che in ogni caso particolare la forma della legge della resistenza in funzione della velocità e i valori dei rispettivi coefficienti si modificano *improvvisamente* quando, raggiunto il numero di REYNOLDS critico, si passa da un regime all'altro. Ora è evidente che in quel momento debba pure modificarsi bruscamente il regime della trasmissione del calore e il valore del rispettivo coefficiente h , che, come è noto, dipende dalla sovrapposizione degli effetti della conduzione e della convezione del calore nel fluido, la quale ultima evidentemente dipende dal suo stato di turbolenza. E l'esperienza conferma pienamente cotesta previsione.

4. Se non che, mentre, ponendo nel regime turbolento la resistenza proporzionale al quadrato della velocità, si vede che il coefficiente numerico della legge stessa tende rapidamente ad un valore costante, col crescere della velocità al di sopra della critica il coefficiente h continua invece a crescere col grado della turbolenza del fluido stesso, rimanendo invariate, si intende, tutte le altre condizioni (dimensioni, forma, temperatura ecc.).

Tutto ciò mostra la grave difficoltà, che attende chi voglia trattare esattamente il difficile problema della trasmissione del calore da un solido a un fluido in movimento laminare o turbolento. Malgrado ciò il problema è attualmente molto studiato, specialmente in Germania.

5. Costituiscono la base per cotesti studi le recenti teorie sullo *strato limite* (GRENZSCHICHT) fra il corpo solido e il fluido.

Senza entrare in troppi particolari possiamo riassumerne lo spirito come segue:

La meccanica euleriana dei fluidi, quando essi siano considerati perfetti, ossia privi di viscosità, esige solamente che il movimento avvenga per filetti fluidi, rimanendo soddisfatta per ciascuno di essi l'equazione di BERNOULLI; ma notoriamente non conduce a nessuna legge per la distribuzione della loro velocità. In altri fenomeni, qualsiasi distribuzione della corrente totale per filetti, o tubi di flusso parziali, soddisfacenti ciascuno all'equazione di BERNOULLI, soddisfa alle equazioni euleriane generali.

A questa deficienza della teoria classica tentò di porre riparo la considerazione della viscosità introdotta da STOCKES. Secondo cotesta teoria, la viscosità esercita un effetto non solo nell'interno della massa fluida in movimento, nel senso di eliminare la lamentata arbitrarietà,

ma anche sulla superficie limite fra fluido e solido, nel senso di annullare su di essa qualsiasi scorrimento relativo. E così si giunge effettivamente, quando l'integrazione riesca, a soluzioni determinate. Ma, come è noto, le velocità risultanti sono ancor ben lungi dal corrispondere a quelle che in realtà si osservano. Avendo l'esperienza mostrato come la velocità, nulla alla parete, assuma già a breve distanza da essa valori assai prossimi a quelli della velocità media del fluido, si è finalmente compresa l'opportunità di completare la teoria di STOCKES mediante qualche nuova ipotesi fisica, atta a render conto di cotesta rapida variazione della velocità in vicinanza delle pareti. E si venne così alla teoria degli *strati limiti* (Grenzschichten) di PRANDTL, che negli ultimi anni fu assai sviluppata, tanto nel caso del moto laminare del fluido, quanto in quello del moto turbolento, ottenendo concordanze coll'esperienza che, in un campo così ribelle, non sono certo da disprezzare.

6. In base a coteste nuove teorie del moto dei fluidi si è pure cercato di interpretare, o almeno di coordinare, il fenomeno della trasmissione del calore. E anche qui, vari risultati ottenuti, degni della maggior considerazione, inducono a ritenere che si sia final-

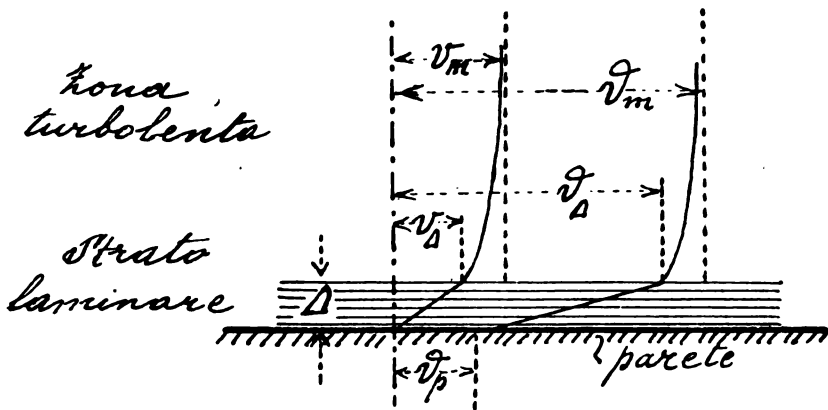


Fig. 1

mente fatto un passo verso la realtà. Ma, e qui entriamo proprio nel nocciolo della questione che ci interessa, è stata ripetutamente rilevata una difficoltà, che pare assai grave e quasi concettuale, sulla quale vogliamo trattenerci alquanto.

Ammettiamo dunque l'ipotesi di cotesto strato limite di fluido di spessore Δ (fig. 1) aderente alla superficie del corpo solido, attraverso la quale avviene la maggior parte della variazione della temperatura,

da quella superficiale del solido ϑ_p a quella media del fluido ϑ_f , temperatura questa ultima che sarà evidentemente compresa tra le temperature ϑ_Δ al limite dello strato aderente e ϑ_m (massima); ove, o non si abbiano ulteriori variazioni, o si sia raggiunto un valore estremo, come per es. si verificherebbe all'asse di un tubo di sezione circolare.

Cotesta ammissione ci permette di esprimere in due maniere differenti la quantità di calore dQ , che attraversa un elemento di superficie dS in un intervallo di tempo infinitesimo dt , applicando l'una o l'altra delle due leggi fondamentali assunte a base della teoria di FOURIER.

Avremo:

$$dQ = k \frac{\vartheta_\Delta - \vartheta_p}{\Delta} dS dt, \text{ e } dQ = h(\vartheta_f - \vartheta_p) dS dt.$$

Da queste equazioni risulta:

$$h = \frac{k}{\Delta} \frac{\vartheta_\Delta - \vartheta_p}{\vartheta_f - \vartheta_p};$$

vale a dire che il coefficiente h , oltre che dalla conduttività del fluido, dipende pure dallo spessore Δ dello strato e dalla temperatura ϑ_Δ ; due elementi, che alla loro volta dipendono strettamente dal grado di turbolenza del fluido. Rimane in fondo confermata, e in certo modo giustificata, la complicazione della dipendenza di h dai vari elementi fisici.

7. Ma non è ciò che più ci interessa. Osserviamo invece che, quando il fluido è sufficientemente turbolento, la differenza fra ϑ_Δ e ϑ_f è assai piccola rispetto alle differenze $\vartheta_\Delta - \vartheta_p$ e $\vartheta_f - \vartheta_p$. Possiamo perciò ritenere con una certa approssimazione che sia: $h = \infty \frac{k}{\Delta}$.

Ora pare che si verifichi in generale questo fatto: Che assumendo per Δ i valori che fornisce la teoria dello strato aderente e l'esperienza conferma, per k i valori da tempo noti con sufficiente, se non con grande, esattezza, vengano sempre a risultare per h valori di gran lunga superiori, a quelli che di ordinario si danno come risultanti dall'esperienza.

Ma si può porre, *in un caso particolarmente interessante*, la questione in modo da non dover ricorrere troppo direttamente al valore di Δ .

Consideriamo lo scambio termico attraverso una parete fra acqua corrente e vapore che si condensa. Il coefficiente di trasmissione totale α dipende dai due analoghi coefficienti per le trasmissioni par-

ziali α_1 e α_2 dal vapore ad una superficie della parete e dall'altra superficie al fluido, oltre che dallo spessore della parete δ e dalla conduttività λ del materiale di cui è fatta. Si ha infatti, come è notissimo:

$$(I) \quad \alpha = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}};$$

formula che, esprimendo quasi solamente una definizione fondamentale, non può sollevare dubbi di sorta.

Or bene, risulta in generale che, introducendo per α i valori quali risultano direttamente dalle esperienze su condensatori (per es. quelli di JOSSE), per α_2 i massimi valori trovati per la trasmissione fra parete e acqua nelle corrispondenti condizioni di temperatura e di turbolenza (per es.: quelli di NICHOL), e per δ e λ i loro valori usuali, si deve attribuire ad α_1 , cioè al coefficiente di trasmissione fra vapore e parete, valori sempre di gran lunga superiori a quelli di α_2 . In certi casi è stato rilevato che dovrebbe essere: $\alpha_1 > 7\alpha_2$.

Ora, se le teorie antiche, o meglio gli empirismi antichi, potevano considerare questo risultato con indifferenza, non è più così colle teorie moderne. Dalle due parti la parete metallica deve avere il suo corrispondente strato di acqua aderente.

Quello dalla parte del vapore è sempre costituito da acqua che scende lentamente e quindi *laminarmente*, come hanno dimostrato i noti studi di NUSSELT.

Quello dalla parte dell'acqua può esser nella peggiore ipotesi esso pure laminare, ma è più probabile che sia *turbolento*, come il rimanente della corrente.

Entrambi gli strati risultano di spessori dello stesso ordine e assorbono entrambi quasi tutta la variazione della temperatura, dalla rispettiva superficie della parete alla massa del fluido.

Non si riesce a comprendere quindi perchè α_1 dovrebbe risultare tanto più grande di α_2 e non senz'altro *dello stesso ordine*, o eventualmente anche $\alpha_1 < \alpha_2$. LATZKO, in un suo pregevole lavoro sulla trasmissione di calore a fluidi turbolenti, rileva appunto cotesta difficoltà come grave per la teoria degli strati limiti; ma ritiene che l'esperienza debba ancor dire la sua ultima parola, studiando ove occorra cotesti fenomeni di trasmissione impiegando un altro fluido che non sia l'acqua, che notoriamente con facilità lascia depositi sulle pareti e le ossida, rendendo così minore la trasmissione termica e quindi il coefficiente α_2 .

8. A me è parso che una decisione preventiva delle grandi linee della questione dovesse essere anche possibile con modeste esperienze, purchè si procedesse *conseguentemente*; e invece di paragonare risultati ottenuti da sperimentatori differenti e in differentissime condizioni, si determinassero sperimentalmente con uno stesso dispositivo e in condizioni opportune i valori della trasmissione totale, dapprima nel caso che dalle due parti della parete metallica circolasse acqua, e poscia nel caso che da una delle parti circolasse vapore e ancor acqua dall'altra. L'esperienza fornirebbe così due valori α' e α'' , che, posti nelle corrispondenti equazioni, ci permettono di calcolare senza difficoltà i coefficienti α_1 e α_2 . Naturalmente, e questo è forse anche un elemento al quale non si è badato abbastanza, si dovrà evitare dove circola l'acqua qualsiasi deposito, ossidazione e soprattutto svolgimento di bollicine di aria, non solo ripulendo bene la parete metallica originariamente, ma usando poi acqua distillata e bollita a lungo preventivamente.

E appunto delle esperienze fatte a questo scopo renderò ora conto.

Sviluppo e risultati di questa ricerca.

9. Per tentare una prima, semplicissima realizzazione del programma esposto ho pensato di sperimentare con un dispositivo, in cui i due fluidi, separati da una parete, di superficie, spessore e conduttività termica note, si muovessero in senso contrario, e più precisamente in cui il liquido che si riscaldava procedesse dal basso in alto.

Dato che lo scopo precipuo era in fondo quello di istituire un confronto tra lo scambio di calore fra acqua e acqua una volta, e vapore e acqua l'altra, variando quanto meno era possibile le condizioni dell'esperienza per non introdurre altre incognite nel problema, cercai di dare nelle varie prove all'acqua che si riscaldava sempre la stessa temperatura media, che tenni piuttosto elevata (tra 92° e 95°), onde evitare eccessive condensazioni dalla parte opposta della parete, quando si sperimentava col vapore.

Effettivamente sarebbe stato desiderabile sperimentare impiegando una parete piana; ma per semplicità sono ricorso per queste prove a un tubo cilindrico di rame, dello spessore di 1 millimetro e dei diametri esterni e interni di 11 e 9 millimetri rispettivamente, collocato in un tubo concentrico di diametro maggiore. Con ciò naturalmente l'equazione (1) doveva venir sostituita con quella in uso per i tubi, che notoriamente è:

$$(II) \quad K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i D_i} + \frac{1}{2\lambda} \frac{l_e}{D_i} + \frac{1}{\alpha_e D_e}},$$

ove sono indicati con D_e e D_i i diametri esterno ed interno del tubo, con α_e e α_i i soliti coefficienti di trasmissione, attraverso la superficie esterna ed interna dal metallo al rispettivo fluido, con λ il coefficiente di propagazione termica. Si comprende che K così definito non è più il coefficiente totale α , corrispondente alla formula di trasmissione

$$Q = \alpha S(\vartheta_i - \vartheta_e)t,$$

vale a dire un coefficiente indicante la quantità di calore trasmessa, nell'unità di tempo, attraverso l'unità di area della parete considerata, quando le temperature dei due fluidi differiscono di un grado. Esso invece rappresenta la quantità di calore trasmessa, ancora nell'unità di tempo, ma attraverso la parete dell'unità di lunghezza del tubo stesso, sempre per un grado di differenza di temperatura fra i fluidi; quindi secondo la formula

$$(III) \quad Q = K\pi l(\vartheta_i - \vartheta_e)t,$$

ove l indica la lunghezza del tubo e π è il solito rapporto 3,14.

Quanto alle unità impiegate, esse sono quelle in uso nella pratica, e cioè il *metro*, il *chilogramma*, l'*ora* e il *grado centigrado*.

10. Per poter sorvegliare meglio lo stato di una delle superfici del tubo, attraverso cui avviene la trasmissione del calore, ho creduto bene usare come tubo esterno concentrico un tubo di vetro. Il suo diametro era di circa 25 mm.; ed intorno ad esso venne applicato un rivestimento isolante, facilmente apribile. Il dispositivo, d'altronde assai ovvio, è rappresentato schematicamente nella fig. 2. Basterà ricordare che il tubo di rame principale è stato connesso a tutto il sistema per mezzo di anelli e tappi di materiali poco conduttori del calore, onde evitare il più possibile alle estremità trasmissioni termiche perturbatrici per conduttività. La lunghezza effettivamente attiva del tubo era così di 30 cm. Per quanto riguarda la questione del raggiungimento o meno del regime turbolento, ricordo che esso si raggiunge facilmente quando il numero di REYNOLDS R superi il suo valore critico, che, nel sistema di unità scelto è circa 2000. Essendo tale numero per tubi di sezione circolare

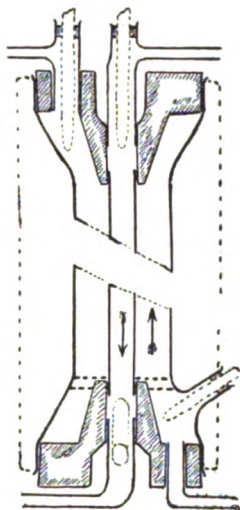


Fig. 2

di diametro D costituito dal raggruppamento

$$R = \frac{vD\rho}{x},$$

è facile verificare che alla temperatura di circa 100° , in un tubo del diametro di 1 cm. basta dare all'acqua la velocità di 6 cm. al secondo, corrispondente ad un efflusso di circa 18 litri all'ora. L'efflusso essendo stato nella nostra esperienza sempre tra 66 e 90 litri all'ora, non vi ha alcun dubbio che all'interno del tubo di rame il regime non sia stato nettamente turbolento.

Anche nell'intercapedine tra il tubo di vetro e quello di rame sono pure stati senza dubbio raggiunti i limiti per la formazione della turbolenza. Ma in via di abbondanza e anche per uniformizzare la corrente, io ho collocato in basso, subito dopo il tubo di entrata dell'acqua, come è indicato nella figura, una coppia di diaframmi bucherellati, eminentemente atti a elevare il grado della turbolenza.

11. Si eseguirono tre serie di prove.

Nella prima l'acqua circolava dal basso in alto nell'intercapedine fra il tubo di vetro e il tubo di rame, percorso quest'ultimo abbondantemente da vapori in senso contrario.

Nella seconda circolava ancora acqua della stessa temperatura circa e colla stessa velocità nell'intercapedine, e un'uguale quantità di acqua di temperatura superiore, in senso contrario, nel tubo interno.

Nella terza poi feci circolare l'acqua, dal basso in alto, nel tubo interno di rame; e vapore, dall'alto in basso, nell'intercapedine.

Indicando ancora con un unico α_1 , il coefficiente di trasmissione termica del vapore alla parete metallica, che data la grande mobilità delle molecole del vapore non sarà molto differente sulla superficie interna concava e sull'esterna convessa, ma invece con α_1' e α_1'' rispettivamente gli analoghi coefficienti di trasmissione dell'acqua, avremo per i coefficienti complessivi K_1 , K_2 , K_3 definiti dalla (II) per le tre serie di determinazioni le espressioni seguenti:

$$(IV) \quad \begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 D_i} + \frac{1}{2\lambda} l_e \frac{D_e}{D_i} + \frac{1}{\alpha_2'' D_e}}, \\ K_2 &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2' D_i} + \frac{1}{2\lambda} l_e \frac{D_e}{D_i} + \frac{1}{\alpha_2'' D_e}}, \\ K_3 &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2' D_i} + \frac{1}{2\lambda} l_e \frac{D_e}{D_i} + \frac{1}{\alpha_1 D_e}}. \end{aligned}$$

Da esse, quando siano noti i valori K_1, K_2, K_3 si possono calcolare immediatamente i tre coefficienti $\alpha_1, \alpha_2', \alpha_2''$.

Ma i valori di K_1, K_2, K_3 si possono calcolare dalle corrispondenti equazioni analoghe alla (III), eliminando da esse le quantità di calore Q_1, Q_2, Q_3 dedotte colle tre serie delle apposite esperienze, essendo in generale la quantità di calore scambiata Q anche uguale al prodotto della quantità di acqua (in Kg.) per la sua variazione di temperatura in gradi centigradi:

$$(V) \quad Q = \text{Quantità d'acqua} \times d\vartheta.$$

12. Tratteniamoci ora un momento su qualche particolare.

La formula (III) è effettivamente rigorosa, solo quando le due temperature ϑ_e e ϑ_i che vi figurano siano costanti lungo tutto il sistema di tubi. Ciò si può ritenere verificato solo nell'ambiente percorso dal vapore, ma non in quello o in quelli (esp. II) percorsi dall'acqua. In tal caso si deve calcolare la temperatura media di uno o dei due ambienti. Per facilitare questi calcoli, che d'altronde non presentano difficoltà concettuali, esistono apposite tabelle note a tutti i termotecnici. E di queste si è fatto uso. Il termine $\frac{1}{2\lambda} l_e \frac{D_e}{D_i}$, che interviene in tutti i denominatori delle (IV), assumendo per λ il valore medio 300, risulta uguale a 0,0007 circa, cioè trascurabile innanzi agli altri termini addittivi, che sono sempre dell'ordine del centesimo.

Finalmente consideriamo le possibili cause di errore dovute a perdite di calore durante l'esperienza. Esse possono esser dovute a trasmissione di calore all'esterno del tubo di vetro imperfettamente protetto dal rivestimento isolante ed a perdite per conduttività agli estremi del tubo interno. Apposite, ovvie esperienze hanno posto in evidenza, che l'acqua che percorre l'intercapedine alla temperatura media di 95° circa perde circa un mezzo grado di temperatura; che l'acqua che percorre il tubo interno non perde e non acquista sensibilmente nulla.

In complesso, per quanto, ripetiamolo, non si tratti che di una ricerca preliminare, è certo che si è in condizioni di sperimentare in modo attendibile.

13. Ciascuna delle tre serie di esperienze venne fatta dopo aver accuratamente disaereata, con lunga ebollizione, l'acqua distillata che veniva impiegata e dopo aver ripulito e disaereato il tubo di rame con forte sfregamento sotto acqua bollente, tanto internamente quanto

all'esterno. Differendo i valori delle singole esperienze assai poco, se ne considerano senz'altro le medie, che sono riassunte nella tabella seguente:

	1ª Serie	2ª Serie	3ª Serie
Tubo interno $\left\{ \begin{array}{l} \text{lunghezza cm. 30} \\ D_e = \text{mm. 11} \\ D_i = \text{mm. 9} \end{array} \right.$			
Fluido	Vapore	Acqua	Acqua
Quantità in Kg. ora	—	90	90
Temperatura d'entrata	—	97°,7	94°,1
» d'uscita	—	94°,5	96°,9
Differenza	—	3°,2	2°,8
Temperatura media	100°,4	96°,3	95°,65
Interapedine :			
Fluido	Acqua	Acqua	Vapore
Quantità in Kg. ora	66	90	—
Temperatura d'entrata	89°,5	89°,9	—
» d'uscita	95°,4	92°,5	—
Differenza	5°,9	2°,6	—
» corretta	6°,5	3°,2	—
Temperatura media	92°,8	91°,0	100°,5
$\vartheta_i - \vartheta_e$	7°,6	5°,3	4°,85
	$K_1 = 60,5$	$K_2 = 58$	$K_3 = 56$

Questi valori di K_1 , K_2 , K_3 , introdotti nelle equazioni (IV), forniscono i seguenti valori per i coefficienti di trasmissione termica:

$$\alpha_1 = 11700, \quad \alpha_2' = 11050, \quad \alpha_2'' = 13000,$$

ossia valori sensibilmente dello stesso ordine di grandezza.

14. Dati questi risultati così differenti da quanto ordinariamente è esposto in trattati e tabelle, benchè la semplicità del procedimento usato non lasciasse adito al dubbio di qualche svista o errore sistematico, ho creduto necessario fare collo stesso dispositivo una verifica di controllo.

Ho quindi ripetute le esperienze, con acqua non disaereata, con un secondo tubo di rame, identico al primo tubo, rimasto parecchio tempo in contatto dell'aria.

Si sono immediatamente trovati per i coefficienti α , valori minori della metà, e di due terzi dei precedenti; ciò che porta a valori (calcolati) per il coefficiente α , dell'ordine di 25.000 e 35.000, come appunto avevano trovato altri sperimentatori e come ricorda LATZKO nella memoria citata.

Contemporaneamente guardando ad occhio nudo o con lente attraverso il tubo di vetro esterno, si è osservato, oltre uno svolgimento di grosse bolle dalla parete metallica che finivano poi a lungo andare collo staccarsi e seguire l'acqua ascendente, anche e particolarmente la permanenza di una grandissima quantità di altre bollicine piccolissime, rivestenti si può dire in maniera completa la parete stessa. Ciò è più che sufficiente, per rendersi conto delle differenze nei risultati che ho sopra indicato.

Non vi ha quindi dubbio che in massima la questione non sia risolta in senso favorevole alle nuove teorie della meccanica dei fluidi, in cui si tiene conto degli strati aderenti.

Conclusione.

15. Dal complesso delle esposte esperienze e considerazioni risulta evidente, che i coefficienti α , forniti da misure fatte su scala industriale mediante condensatori e altri grandi apparecchi, sono enormemente influenzati dalla presenza sulla parete di depositi calcarei, di ossidi, ma sopra tutto di bollicine di aria.

Essi possono quindi avere un valore pratico, dato che in pratica ci si trova sempre più o meno in tali condizioni; ma non possono affatto essere invocati pro o contro una teoria, che faccia astrazione da tali cause perturbatrici.

Quando tali cause vengono eliminate, pare oramai fuori dubbio che, in accordo colla moderna teoria degli strati aderenti di fluido, i coefficienti di trasmissione del calore tra vapore e una parete e tra acqua e la stessa parete siano grandezze dello stesso ordine.

OPERE CONSULTATE

KARMAN, *Ueber laminare und turbulente Reibung.*

LATZKO, *Wärmeübergang an einem turbulenten Flüssigkeits-oder Gasstrom;* Zeitschrift für Angew. Mathematik und Mechanik. Band I, Heft IV, 1921.

GRÖBER, *Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung.* Berlin, 1926.

VALORE MEDIO ELETTROLITICO DELLA CORRENTE RADDRIZZATA FORNITA DA ALCUNI CIMOSCOPII

Nota del Prof. P. BARRECA

1. Le « caratteristiche » di certi contatti a minerali usati nella radiotecnica sono curve, come in tutti i corpi non obbedienti alla legge di OHM, cioè hanno ordinate (correnti) che non variano proporzionalmente alle ascisse (tensioni), come è noto da molto tempo.

Lo stesso avviene delle « caratteristiche » dei tubi detti triodi, se per ascisse si intendono i potenziali della griglia e per ordinate le correnti della piastrina anodica. Nella radiotecnica si usano entrambi questi dispositivi come rivelatori, facendoli, mediante l'aggiunta di una forza elettromotrice continua ⁽¹⁾ a quella alternativa del segnale, funzionare nel gomito di una curva caratteristica; allora, per effetto della curvatura di questa, ogni gruppo di oscillazioni dà ancora corrente raddrizzata e si ottiene un buon cimoscopio.

È noto parimenti da molto, che se il potenziale oscillatorio v oscilla infinitamente poco e simmetricamente da $-dv$ a $+dv$ e se si rappresenta con h l'ordinata e con a l'ascissa della caratteristica, il risultato del raddrizzamento si può esprimere dicendo che la corrente che circola in più in una delle direzioni, in confronto di quando agiva la sola tensione continua, è infinitesima del secondo ordine e vale:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 h}{\partial a^2} (dv)^2.$$

Un'analogia espressione matematica che contempi oscillazioni finite di v , non si trova nella bibliografia; è scopo di questa breve nota di mostrare che si ottiene facilmente e specialmente se le oscillazioni di ampiezza finita della v avvengono ancora con legge simmetrica intorno al valore a della tensione continua aggiunta, come succede in pratica con le oscillazioni persistenti in uso.

(¹) Nel secondo caso tra griglia e filamento.

Nel caso dei triodi supporremo che il vuoto sia sufficientemente perfetto, fino a rendere le caratteristiche « dinamiche » coincidenti con le « statiche ». Postuliamo questa coincidenza anche per i cimoscopi a minerali.

2. Sia (fig. 1) A il valore adottato del potenziale continuo a e

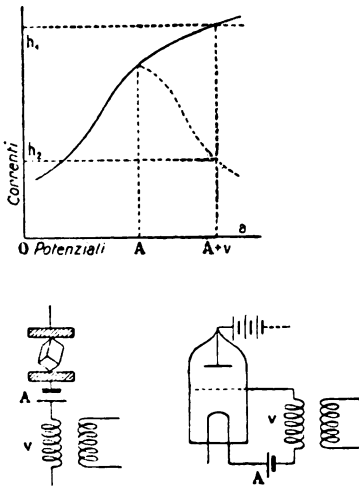


Fig. 1

sia v il valore istantaneo del potenziale oscillatorio sommato con esso ⁽¹⁾. Sia t il tempo e:

$$v = f(t)$$

ed inoltre φ la funzione inversa della f , così che:

$$t = \varphi(v).$$

Siano, infine, $-V_{max}$ e $+V_{max}$ i due massimi eguali e di segno opposto di v e l'equazione empirica della caratteristica, supposta nota, sia:

$$h = \psi(a).$$

Ribaltiamo la parte di caratteristica che sta a sinistra della ordinata corrispondente alla ascissa A , intorno a tale ordinata. Ad ogni incremento dv del potenziale oscillatorio corrisponde una quantità di

⁽¹⁾ Gli schemi indicati in figura sono del tutto sommarii e servono soltanto a ricordare il significato di due dei simboli usati.

elettricità, la quale (con le notazioni della figura) vale:

$$(h_1 + h_2)dt$$

e sommiamo così le due ordinate, perchè se sono entrambe positive rappresentano correnti dello medesimo verso.

Le h_1 ed h_2 possono essere funzioni complicate dell'argomento v , il quale è poi funzione del tempo, così che (nel caso generale almeno) darebbero forma complicata all'integrale della precedente espressione rispetto al tempo ⁽¹⁾. Ma possiamo osservare che:

$$(h_1 + h_2)dt = [\psi(A + v) + \psi(A - v)]\varphi'(v)dv$$

e perciò calcolare il medio elettrolitico I_{me} della corrente *prodotta dal solo segnale* partendo da una mezza oscillazione completa (da $-V_{max}$ a $+V_{max}$); in generale:

$$(1) \quad I_{me} = \frac{1}{\varphi(+V_{max}) - \varphi(-V_{max})} \int_0^{V_{max}} [\psi(A + v) + \psi(A - v)]\varphi'(v)dv - \psi(A).$$

Il raggruppamento delle due ordinate di posizione simmetrica in parentesi quadra ci ha dato il vantaggio di mettere in evidenza il potenziale intermedio e fisso A ; ciò fu rappresentato col ribaltamento della figura.

Nel caso particolare di potenziale oscillatorio v che sia sinusoidale puro, se n è la frequenza, si ha:

$$\begin{aligned} v &= V_{max} \sin 2\pi nt \\ t &= \varphi(v) = \frac{1}{2\pi n} \arcsin \frac{v}{V_{max}} \\ \varphi'(v) &= \frac{1}{2\pi n V_{max}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V_{max}}\right)^2}}, \end{aligned}$$

mentre il fattore che nella (1) precede il segno di integrazione vale $2n$; perciò in questo caso:

$$(2) \quad I_{me} = \frac{1}{\pi V_{max}} \int_0^{V_{max}} \frac{\psi(A + v) + \psi(A - v)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V_{max}}\right)^2}} dv - \psi(A).$$

⁽¹⁾ Ad es. se h contiene esponenziali e v è sinusoidale, l'integrale contiene potenze aventi per esponente un seno variabile.

Le (1) e (2) costituiscono il risultato accennato; dalla seconda di esse si scorge che ad integrazione compiuta la formola contiene soltanto i parametri fissi che caratterizzano empiricamente la funzione ψ rappresentata dalla caratteristica ed inoltre A (potenziale continuo) e V_{max} , così che la corrente media elettrolitica prodotta dal segnale non dipende dalla frequenza delle sue vibrazioni. È dunque legittimo di tarare il cimoscopio con piccola frequenza (salvo le difficoltà sperimentali) e di servirsene poi per risalire, dal valore della corrente media elettrolitica ottenuta, alla valutazione dei potenziali oscillatori v dei segnali.

3. Applicando la (1) al caso infinitesimale indicato in principio, cioè che in due successivi tempuscoli dt si aumenti una volta e si diminuisca l'altra di dv il potenziale, si ritrova quel noto risultato. In vero, adesso la durata di mezza oscillazione completa da $+V_{max}$ a $-V_{max}$ è $2dt$ e l'integrale si riduce alla espressione differenziale dopo il segno. Inoltre:

$$\psi(A + dv) = \psi(A) + \left(\frac{\partial\psi}{\partial a}\right)_A dv + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial a^2}\right)_A (dv)^2 + \dots$$

$$\psi(A - dv) = \psi(A) - \left(\frac{\partial\psi}{\partial a}\right)_A dv + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial a^2}\right)_A (dv)^2 - \dots,$$

così che:

$$I_{me} = \frac{1}{2dt} \left(2\psi(A) + \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial a^2}\right)_A (dv)^2 \right) dt - \psi(A) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial a^2}\right)_A (dv)^2$$

che è quel risultato noto.

SU LA RIFLESSIONE TOTALE

Nota di A. ROSTAGNI

Sunto. - Nella prima parte di questo lavoro si propone una nuova interpretazione della esperienza di W. VOIGT sulla penetrazione di luce nel secondo mezzo in condizioni di riflessione totale, collegandola con una esperienza recente di C. V. RAMAN. Si discute la influenza della limitazione del fascio sulle caratteristiche del fenomeno di penetrazione; si conclude che non è da attribuire ad essa importanza predominante nel caso generale, per le aperture non troppo piccole.

Nella seconda parte si descrive una esperienza, nella quale usando come secondo mezzo una soluzione fluorescente vien dimostrata direttamente la penetrazione. Dalla intensità della luce di fluorescenza si valuta approssimativamente la energia penetrata.

A proposito di un'esperienza del Prof. C. V. Raman.

Molto si è scritto sui fenomeni che accompagnano la riflessione totale della luce alla superficie limite di due mezzi, nel meno denso di essi, ma su parecchi punti non si è giunti tuttavia a conclusioni accettabili da tutti. Per uno dei più oscuri, che concerne la interpretazione della esperienza classica di VOIGT ⁽¹⁾, a me pare venga un po' di luce attualmente da recenti risultati sperimentali ⁽²⁾: sì che non credo inutile riprenderla in esame.

Sulla faccia *AB* del prisma *I* (fig. 1) cade normalmente un fascio parallelo *RS* di luce bianca. L'angolo di incidenza su tutta la superficie *BCD* è superiore al valore limite per la riflessione totale. Ciononostante dalla regione 1-2 si vede lo spigolo *C* luminoso. E precisamente si ha luce più intensa da 2 guardando lungo *DC*, diminuisce gradatamente spostandocisi verso 1 ⁽³⁾. Coi prismi II e III, illuminati similmente, si ha il massimo di luce guardando lungo *BC*, su cui ora

⁽¹⁾ W. VOIGT, *Ueber das bei der sogenannten totalen Reflexion in das zweite Medium eindringende Licht*. « Wied. Ann. », **67**, 185, 1899.

⁽²⁾ C. V. RAMAN, *On the Nature of the Disturbance in the Second Medium in Total Reflexion*. « Phil. Mag. », **50**, 812, 1925.

⁽³⁾ Loc. cit., p. 189.

l'incidenza è assai vicina al valore limite, mentre, si noti, nel prisma I ciò avveniva per DC . L'intensità è tale anzi da produrre su uno schermo una chiazza ben visibile; mentre il calcolo mostra che non

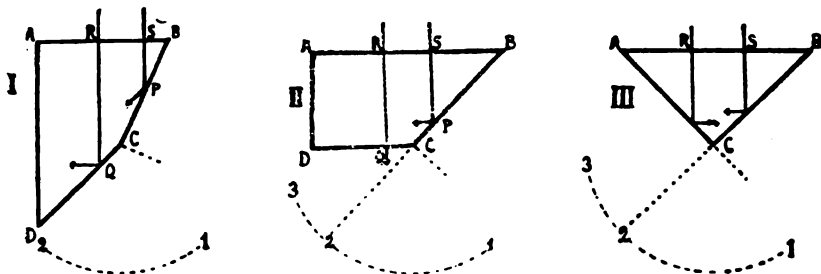


Fig. 1

può intervenire in grado notevole la rifrazione regolare allo spigolo. Sempre la luce osservata tende chiaramente al rosso.

VOIGT interpreta il risultato avanzando l'ipotesi che una frazione dell'energia incidente passi in P dal vetro all'aria, formi un'onda radente PC , si liberi in C diffondendosi nel secondo mezzo.

Un ragionamento siffatto sarebbe plausibile se la perturbazione vigente nel secondo mezzo avesse il carattere di un ordinario raggio luminoso parallelo alla superficie di separazione. Mentre sappiamo che un raggio secondo il senso volgare non esiste ⁽¹⁾: nè deve indurci in errore il flusso complessivo di energia in tale direzione, in quanto ha caratteri analoghi con quello che corre nel vetro lungo la regione comune ai fasci incidente e riflesso, senza pure dar luogo, si sa, a un'onda progressiva fuori del contorno geometrico di essa.

Tuttavia su questo modello IGNATOWSKI ⁽²⁾ ha impostata una teoria. Con le equazioni relative all'onda infinita calcola lo stato di vibrazione nell'aria sul piano normale in C a CB . Considerando i punti di esso come centri di emissione, secondo il principio di HUYGENS, deduce lo stato luminoso nella regione 1-2-3, e arriva ad una relazione fra le ampiezze delle componenti principali di vibrazione e l'angolo di osservazione, l'angolo di incidenza e l'indice di rifrazione del prisma. Si verrebbe anzi ad un tempo, per questa via, a decidere se la nostra misura della intensità col fotometro e, quindi, in sostanza, se la nostra sensazione sia determinata dalla media quadratica del vettore elettrico, come danno a vedere le esperienze di WIE-

⁽¹⁾ A. ROSTAGNI, *Le manifestazioni luminose nel secondo mezzo della riflessione totale*, in questo fascicolo del « Nuovo Cimento », Rivista.

⁽²⁾ W. IGNATOWSKY, *Ueber totale Reflexion*. « Ann. der Phys. », **87**, 901, 1912.

NER, o non piuttosto dal vettore di POYNTING, che misura la corrente d'energia totale lungo il raggio.

Ma i risultati sperimentali stanno in contrasto stridente coi valori teorici ⁽¹⁾. L'A. ne accusa lo stato ottico anormale impartito dalla lavorazione allo spigolo del prisma: al quale egli viene qui ad attribuire una parte preponderante nel fenomeno, ma come generico agente perturbatore, senza domandarsi per qual via la sua influenza si eserciti.

Io credo invece che qui stia il nodo della questione. Poichè, in sostanza, nel calcolo si è isolata ad arbitrio una porzione di superficie d'onda nell'aria, compresa fra C e l'infinito. Non solo: ma lo stato vibratorio su questa si è calcolato come se da C la faccia del prisma proseguisse piana indefinitamente; mentre ci si trova all'inizio di una superficie cilindrica — costituente lo spigolo — sulla quale l'angolo d'incidenza va decrescendo, verso il valore limite. Ora la espressione dell'ampiezza nell'aria, alla distanza z dalla superficie di vetro contiene il fattore $e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda}}$ dove $k = \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$: al tendere dell'angolo d'incidenza i al valore limite, k tende a zero: l'ampiezza diviene indipendente dalla distanza, mentre per valori di i

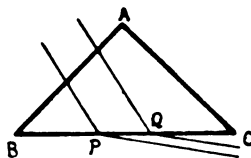


Fig. 2

non molto maggiori decresce rapidamente con quella. Se quindi si fondasse il calcolo su superfici d'onda successive i risultati dovrebbero mutare radicalmente.

Per cui vien fatto di pensare se non si sia qui trascurato appunto il fattore determinante del fenomeno.

Io mi pongo da un punto di vista alquanto diverso. Mi guidano alcune analogie colla esperienza di RAMAN cui allusi in principio. In questa un fascio rettangolare di luce parallela monocromatica, di limitata apertura, giunge, con incidenza vicina al valor limite, alla faccia BC (fig. 2) di un prisma a riflessione totale ABC . Se il valor

⁽¹⁾ IGNATOWSKY e OETTINGER, *Experimentelle Untersuchungen über totale Reflexion*. « Ann. der Phys. », **87**, 911, 1912. Ricavando gli indici di rifrazione di due prismi soggetti ad esperienza per mezzo delle formule in discussione si ottengono i valori 1,49 e 1,40: dove la misura ordinaria dà rispettivamente 1,46 e 1,64.

limite non è raggiunto si ha un fascio emergente di apertura assai piccola: e ne deriva un caratteristico fenomeno di diffrazione noto in precedenza ⁽¹⁾. Aumentando gradatamente l'angolo d'incidenza le frange si spostano nel campo del cannocchiale di osservazione: ma ne rimangono numerose visibili pur quando è notevolmente superato il valor limite di riflessione totale.

Le direzioni corrispondenti alle frange nere definite dall'angolo θ colla faccia del prisma, si deducono dall'equazione

$$\cos \theta = n \sin i - \frac{k\lambda}{a}$$

dove a è la larghezza della striscia illuminata PQ sulla faccia del prisma, n l'indice di rifrazione, i l'angolo d'incidenza, k un numero intero, λ la lunghezza d'onda della luce. Equazione che si ricava col metodo elementare valevole per la diffrazione ad una fenditura, alla quale si sostituisce una sezione del fascio all'interno del prisma.

La intensità della luce diffratta diminuisce al crescere di k : è quindi massima, per una data incidenza, se la direzione d'osservazione è quasi parallela alla faccia del prisma: e tanto maggiore quanto meno i supera il valor limite. La distanza delle frange dipende, al solito, in guisa essenziale dall'apertura del fascio. Un tratto caratteristico risalta dall'equazione: con luce complessa, se di poco varia la lunghezza d'onda, variano in senso opposto i valori assoluti dei due termini del secondo membro, con conseguente variazione di θ , rapida in quanto differisce in generale poco da zero, per uno stesso valore di k ⁽²⁾. Il che importa sovrapposizione degli spettri di vario ordine, risultare di luce complessa, con netto predominio dei raggi meno rifrangibili.

Ma questo è appunto ciò che si osserva nella esperienza di VOIGT. Vediamo di darci ragione ordinatamente dei fatti. Col prisma I

⁽¹⁾ B. N. CHAKRAVARTY, *On the diffraction of Light Incident at nearly the Critical Angle on the Boundary between two Media.* « Proc. of the Roy. Soc. », 99, 503, 1921.

⁽²⁾ Un'idea dell'andamento indicato si ha dalla tabella seguente di valori di θ calcolati per $a = 5\text{mm}$; $i = 41^\circ 18'$; $n_{589} = 1,51530$; $-\frac{dn}{d\lambda} = 0,00005$:

	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 5$
$\lambda = 589\mu\mu$	20'	57'	1°18'	1°48'
$\lambda = 588\mu\mu$	—	50'	1°12'	1°44'
$\lambda = 585\mu\mu$	—	10'	53'	1°32'.

(fig. 1) la faccia CD è colpita nella porzione CQ ad incidenza vicina al valor limite. Si vede quindi da 2 la luce che essa diffrange. Spostando l'occhio verso 1 la luce diffratta dalla porzione finita CQ svanisce rapidamente. Ma qui interviene lo spigolo come superficie diffrangente.

Come già ho notato, esso è in realtà una superficie cilindrica di piccolo raggio di curvatura; la cui apertura non è grande rispetto alle lunghezze d'onda luminose. Si potrà paragonare ad una fenditura molto stretta; o, se si vuole, agirà come se fosse costituito di più porzioni piane, comprese fra coppie di generatrici, successivamente meno inclinate rispetto ai raggi incidenti: i cui fasci di diffrazione avranno aperture molto grandi, e interferiranno fra loro senza condurre presumibilmente ad estinzione per una regione ampia, date le dimensioni complessive molto piccole, la asimmetria relativa e, se occorre, la complessità della luce incidente ⁽¹⁾.

Una trattazione rigorosa implicherebbe una teoria della diffrazione ad una superficie cilindrica, di raggio di curvatura confrontabile colla lunghezza d'onda luminosa, raccordante due piani: nella quale la difficoltà emerge dalla sovrapposizione, nella regione di diffrazione, di un'onda cilindrica alle onde piane.

Ma qui io mi domando se la esperienza di VOIGT non venga ora a perdere parte del suo interesse effettivo. La esperienza di RAMAN realizza in modo più semplice e più evidente quello scopo appunto che VOIGT si era proposto: di ottenere un fascio luminoso propagantesi liberamente nel secondo mezzo quando l'angolo d'incidenza supera il valore limite senza aver ricorso ad un terzo mezzo. Ma ne precisa sperimentalmente le condizioni facendo intervenire esplicitamente l'apertura del fascio: sì da vietarci le facili estensioni che qualifichino di diffrazione tutte le manifestazioni luminose che si abbiano oltre la superficie di separazione nelle condizioni di riflessione totale. Come, in fondo, sembrerebbe proporre lo SCHUSTER, in una nota recente ⁽²⁾, che ha dato lo spunto alla ricerca di RAMAN.

⁽¹⁾ A titolo illustrativo riporto alcuni valori calcolati per θ ponendo $a = 0,01mm.$; $\lambda = 589\mu\mu$; $n = 1,5153$ e facendo variare i :

	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 5$
$i = 41^{\circ}18'$	$19^{\circ}45'$	$28^{\circ}5'$	$34^{\circ}35'$	$45^{\circ}10'$
$i = 45^{\circ}$	—	$13^{\circ}30'$	$26^{\circ}30'$	39°
$i = 55^{\circ}$	—	—	—	$18^{\circ}30'$

⁽²⁾ A. SCHUSTER, *On the Total Reflexion of Light*. « Proc. of the Roy. Soc. », 107, 15, 1925.

Basta osservare come rapidamente, per un'apertura non molto piccola, salga l'ordine delle frange visibili e quindi si riduca tosto praticamente a zero l'intensità della luce diffratta al crescere dell'angolo d'incidenza, oltre il valor limite.

Io non credo di esagerare la portata della esperienza di RAMAN affermando che essa ci dà finalmente un criterio preciso per classificare i varii fatti sperimentali inerenti alla penetrazione della luce nel secondo mezzo nel quadro generale dell'ottica classica. Questa restringe l'importanza dei fenomeni di diffrazione — come deviazioni dalle leggi ordinarie introdotte dalla limitazione dei fasci — alle aperture piccole: mentre assicura con molti esempi che i risultati relativi alle onde infinite si applicano ai fasci comuni in quanto la perturbazione del contorno si estende pochissimo. E noi difatti accetteremo di trattare come fenomeni di diffrazione e di applicare i metodi speciali d'indagine proprii di quelli, all'esperienza di RAMAN, e a quelle che in essa si spiegano, come casi speciali: quelle antiche di DITSCHNEIDER ⁽¹⁾, EXNER ⁽²⁾, ed EDSEER e SENIOR ⁽³⁾, che applicavano lo stesso principio sostituendo molte fenditure ad una sola; e quella di VOIGT nella interpretazione sopra proposta. Ma cercheremo di applicare alle altre sin qui note ⁽⁴⁾ i risultati generali: ed a me sembra che le difficoltà specifiche che si elevarono volta a volta per il significato fisico di questi, per il caso della riflessione totale, abbiano origine solo da una falsa impostazione del problema.

Per quel che riguarda il preteso carattere longitudinale delle onde la questione fu discussa e sostanzialmente chiarita da EICHENWALD ⁽⁵⁾, cui risale la rappresentazione grafica del campo magnetico e del vettore di POYNTING nei due mezzi in condizioni di riflessione totale.

Non mi risulta invece che abbia avuta una trattazione soddisfacente il quesito, posto da VOIGT come particolarmente arduo, che concerne le modalità di passaggio dell'energia nel secondo mezzo per un fascio finito. A mio giudizio la difficoltà sorge soltanto quando si materializza il flusso d'energia nel secondo mezzo in un raggio indipendente: che attinge l'energia all'origine della traccia illuminata senza restituirla al termine. Ora ciò implica una separazione netta, per quel che riguarda la provenienza dell'energia, fra punti vicini che si trovino da parti opposte della superficie di separazione, in

⁽¹⁾ « Wien. Ber. », 60, II, 584, 1870.

⁽²⁾ « Wien. Ber. », 98, II, 51, 1889.

⁽³⁾ « Phil. Mag. », 4, 346, 1902.

⁽⁴⁾ A. ROSTAGNI, loc. cit.

⁽⁵⁾ Cfr. SCHAEFER e G. GROSS, *Untersuchungen über die Totalreflexion*. « Ann. der Phys. », 82, 648, 1910.

piena contraddizione coll'andamento dei vettori di POYNTING dato dalla teoria.

Se invece ci lasciamo guidare da questa, allo stesso modo che ammettiamo che la luce in Q_1 , punto generico nell'interno di un fascio in prossimità del piano riflettente (fig. 3) sia determinata, sulla sezione generica MN , dai punti di una regione ristretta intorno a P e non da M o da N , e tanto meno dipenda da A_1 : faremo la identica

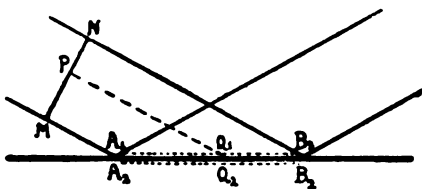


Fig. 3

ammissione per Q_2 che si trova vicino a Q_1 ma nel secondo mezzo. E con ciò cade ogni ragione di attribuire al primo bordo una funzione privilegiata. Si avrà pei punti in vicinanza immediata del contorno la solita difficoltà a definire lo stato vibratorio: ma senza nessun carattere singolare, pari pel punto A_1 come per A_2 , come per B_1 e B_2 .

Ho creduto di fare questi rilievi perchè ancora nel lavoro recente di SCHUSTER si viene per considerazioni teoriche ad attribuire ai due bordi funzioni affatto dissimmetriche. In contrasto con un semplice fatto osservato da RAMAN ⁽¹⁾: un microscopio con l'asse parallelo alla superficie riflettente puntato successivamente sui due bordi li mostra entrambi come linee luminose finissime. Senza dissimmetria: non solo, ma con una caratteristica analogia con gli orli di schermi opachi.

Una ulteriore difficoltà parrebbe sorgere, ed è rilevata da SCHUSTER ⁽²⁾, quando l'incidenza abbia esattamente il valore limite: allora la teoria assegna al secondo mezzo una oscillazione di ampiezza indipendente dalla distanza e doppia dell'ampiezza incidente: una vera onda piana parallela alla superficie di separazione, nella quale, secondo la rappresentazione elettromagnetica, le linee di forza elettriche e magnetiche costituiscono due sistemi di rette parallele e indefinite. Ma io osservo che nella stessa posizione, dal punto di vista concettuale, ci si trova di fronte a qualunque fascio parallelo finito: in particolare, ad un ordinario fascio rifratto del quale quello qui consi-

⁽¹⁾ Loc. cit.

⁽²⁾ Loc. cit.

derato è il caso limite. La teoria non dice quello che succede al contorno: l'esperienza indica che il campo elettromagnetico svanisce poco al di fuori: da ciò dobbiamo arguire che le linee di forza invece di proseguire parallele per chiudersi a distanza infinita si chiudono in prossimità del contorno geometrico, deformandosi, per l'asimmetria da questo introdotta, secondo le vedute di FARADAY. Nel caso speciale che si discute le linee di forza che penetrano dal primo al secondo mezzo, si chiuderanno a breve distanza dalla superficie di separazione: invece di un'onda infinita come dànno le equazioni generali, invece di un fascio radente di apertura nulla come dànno i metodi geometrici: si avrà un sottile strato perturbato, dal quale si allontanano solo linee di forza disperse che danno origine ai fenomeni di diffrazione osservati da RAMAN.

Dall'esame svolto emerge la conclusione che, se vi sono difficoltà nell'applicazione del metodo generale di studio ai fasci finiti, queste si presentano per la riflessione totale negli stessi casi, soltanto, e in forme analoghe che per gli altri fenomeni inerenti alla propagazione.

Una nuova esperienza.

Compare ora legittima la persuasione che un artificio acconcio a rivelare uno stato vibratorio dell'etere, applicato in vicinanza di una superficie a cui avvenga la riflessione totale, ci svelerà precisamente quelle caratteristiche oscillazioni ad ampiezza decrescente che la teoria ci addita.

È considerato generalmente come dispositivo tipo realizzante queste condizioni quello di HALL⁽¹⁾, nel quale uno strato di emulsione fotografica, aderente alla faccia di un prisma, viene alterato per una profondità di 5μ circa, quando un fascio di luce si riflette totalmente su quella. Io non credo che il fenomeno meriti maggior rilievo di quell'altro che si osserva abitualmente all'ultramicroscopio, nel dispositivo di COTTON e MOUTON, quando la luce si fa riflettere totalmente al portaoggetti, recante una soluzione colloidale, senza attraversare il preparato ⁽²⁾. In entrambi risulta poco chiara l'azione delle particelle colloidali a contatto colla superficie riflettente: ma sono in ogni caso da considerare alla stessa stregua; e soprattutto non credo sia lecito connettere direttamente lo spessore dello strato fotografico al-

⁽¹⁾ E. E. HALL, *The Penetration of Totally Reflected Light into the Rarer Medium*. « Phys. Rev. », 15, 73, 1902.

⁽²⁾ A. COTTON e H. MOUTON, *Les ultramicroscopes*, p. 45.

terato colla profondità di penetrazione dell'onda che si vuole studiare, per l'impossibilità di sceverare l'azione della luce diffratta ai granuli ⁽¹⁾.

Un'esperienza che rientra nello stesso ordine d'idee fu da me eseguita recentemente, dietro suggerimento del prof. Pochettino.

Un fascio di luce d'arco voltaico, reso approssimativamente parallelo e limitato in apertura a circa tre millimetri, entra attraverso un prisma di vetro in uno strato di solfuro di carbonio e incide con angolo di 60° alla superficie di separazione da uno strato sottile sovrapposto di soluzione acquosa basica diluita di fluorescenza. I vari mezzi assorbenti successivamente attraversati: schermo di Wood, soluzione di solfato di rame, vetro ordinario, solfuro di carbonio, lasciano in predominio, secondo quanto ebbi modo di constatare, le radiazioni della regione circostante ai 390 μ di lunghezza d'onda. I corrispondenti indici di rifrazione sono: per l'acqua 1,34, per il solfuro di carbonio 1,70; quindi l'indice di rifrazione relativo è 1,27 e l'angolo limite 51° 40'. Del resto anche per le massime lunghezze d'onda dello spettro visibile l'angolo limite non giungerebbe a 56°: si hanno quindi largamente condizioni di riflessione totale per tutte le radiazioni efficaci eventualmente presenti. Ciò non ostante, osservando la regione in cui avviene la riflessione si giunge a scorgere nettamente una chiazza fluorescente.

Le condizioni di purezza del solfuro di carbonio e in particolare della superficie di separazione, realizzate con successive distillazioni e controllate colla osservazione laterale del percorso d'un fascio di luce bianca, escludono provenza da luce diffratta a particelle in sospensione. Siamo dunque in presenza di una manifestazione diretta delle oscillazioni che traversano il secondo mezzo: la fluorescenza sottrae ad esse una frazione dell'energia: e, in questo senso, turba il fenomeno di riflessione totale: ma non ne cambia la legge di propagazione.

Per valutare, nell'ordine di grandezza, la quantità d'energia passata nel mezzo meno denso, esposi allo stesso fascio luminoso uno strato di soluzione fluorescente di spessore variabile, realizzato in un'apparecchio dimostrativo degli anelli di NEWTON. La intensità della luce di fluorescenza è diversa nelle diverse regioni, e precisamente aumenta collo spessore; è equivalente a quella notata nell'esperienza sopradescritta in corrispondenza dei due anelli centrali: per spessori quindi fra $\frac{1}{4}$ e $\frac{3}{4}$ di lunghezza d'onda.

(1) A. COTTON e H. MOUTON, op. cit., p. 75, parla dell'esame ultramicroscopico delle emulsioni fotografiche e della gelatina pura.

Il risultato si interpreta facilmente se si ammette che la intensità della luce di fluorescenza emessa per unità di superficie da strati sottili sia proporzionale allo spessore dello strato e al valore medio dell'energia elettrica riferita all'unità di volume. Con la prima ipotesi si viene a trascurare l'assorbimento delle radiazioni efficaci in profondità.

Consideriamo allora un fascio parallelo di luce ordinaria che attraversi lungo l'asse z un mezzo di indice di rifrazione n . Se A è l'ampiezza di vibrazione il valor medio quadratico del vettore elettrico è

$$A^2 \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda} \right] dt = \frac{A^2}{2}$$

e quindi l'energia elettrica media contenuta in uno strato di base unitaria e altezza z è

$$E = \frac{n^2}{8\pi} \int_0^z \int_0^1 \int_0^1 \frac{A^2}{2} dx dy dz = \frac{n^2}{8\pi} \frac{A^2}{2} z.$$

Se ora lo stesso fascio incide con angolo φ superiore all'angolo limite sulla superficie di separazione di due mezzi il cui indice di rifrazione relativo sia N si potrà decomporre in due fasci polarizzati rispettivamente nel piano di incidenza e perpendicolarmente ad esso, di eguali ampiezze $B = \frac{A}{\sqrt{2}}$. Assumendo come piano xy la superficie

di separazione, l'asse x parallelo al piano di incidenza col verso positivo ad angolo acuto col raggio incidente; l'asse z diretto dal primo verso il secondo mezzo; si ha per le componenti del vettore elettrico nel secondo mezzo

$$\begin{aligned} Y &= \frac{2N \cos \varphi}{\sqrt{N^2 - 1}} B e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda}} \cos 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{x \sin \psi}{\lambda} - \delta \right] \\ X &= -\frac{2Nk \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \varphi + N^2 k^2}} B e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda}} \cos 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{x \sin \psi}{\lambda} - \delta' \right] \\ Z &= \frac{2N^2 \cos \varphi \sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \varphi + N^2 k^2}} B e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda}} \cos 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{x \sin \psi}{\lambda} - \delta' \right] \end{aligned}$$

dove $k = \sqrt{N^2 \sin^2 \varphi - 1}$, λ è la lunghezza d'onda nel secondo mezzo, $\sin \psi = N \sin \varphi$ e δ e δ' sono delle costanti ⁽¹⁾. Si ha quindi rispettiva-

(1) V. IGNATOWSKY, loc. cit., p. 904.

mente per le medie quadratiche

$$[Y]^2 = \frac{1}{T} \int_0^T Y^2 dt = \frac{4N^2 \cos^2 \varphi}{N^2 - 1} \frac{B^2}{2} e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda}}$$

$$[X]^2 = \frac{4N^2 k^2 \cos^2 \varphi}{\cos^2 \varphi + N^2 k^2} \frac{B^2}{2} e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda}}$$

$$[Z]^2 = \frac{4N^4 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi}{\cos^2 \varphi + N^2 k^2} \frac{B^2}{2} e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda}}.$$

L'energia elettrica media dell'elemento di volume,

$$e = \frac{n^2}{8\pi} ([X]^2 + [Y]^2 + [Z]^2) dx dy dz$$

in cui n è l'indice di rifrazione del secondo mezzo, dipende solo da z . Per calcolare l'energia totale che determina la intensità di fluorescenza per unità di superficie si dovrà, secondo le ipotesi fatte, integrare rispetto a z da 0 a ∞ , notando che gli elementi dell'integrale tendono rapidamente a zero al crescere di z . Poichè

$$\int_0^{\infty} e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda}} dz = \frac{\lambda}{4\pi k}$$

si ricava finalmente per l'energia in questione

$$E = \lambda \frac{n^2 B^2}{16\pi^2 k} N^2 \cos^2 \varphi \left[\frac{1}{N^2 - 1} + \frac{N^2 \sin^2 \varphi + k^2}{\cos^2 \varphi + N^2 k^2} \right].$$

Confrontando colla (1) si ha, se valgono le posizioni fatte, per lo spessore z di uno strato che illuminato normalmente collo stesso fascio luminoso dà un'intensità di fluorescenza equivalente

$$z = \lambda \frac{N^2 \cos^2 \varphi}{2\pi \sqrt{N^2 \sin^2 \varphi - 1}} \left[\frac{1}{N^2 - 1} + \frac{2N^2 \sin^2 \varphi - 1}{\cos^2 \varphi + N^2(N^2 \sin^2 \varphi - 1)} \right].$$

Ponendo per N il valore 1,27 indicato a principio e $\varphi = 60^\circ$ si ha

$$z = 0,57\lambda$$

essendo λ la lunghezza d'onda della luce usata, nella soluzione di fluorescenza. L'ordine di grandezza è appunto quello indicato dalla osservazione diretta.

Lavoro eseguito nell'Istituto Fisico della R. Università di Torino.

UN NUOVO APPARECCHIO OTTICO A VISIONE PANORAMICA

Nota di R. PARODI

Sunto. - *L'apparecchio è essenzialmente basato sulla proprietà goduta da uno speciale sistema ottico, costituito da una lente di forma torica la cui superficie interna incavata resa riflettente è un iperboloide di rivoluzione e le altre due faccie che lo limitano sono superfici sferiche aventi rispettivamente per centro i fuochi di detto iperboloide, accoppiata con una ordinaria lente convergente il cui centro ottico coincide con uno dei fuochi del predetto iperboloide, di fornire dell'orizzonte circostante una immagine panoramica piana distribuita su una corona circolare, e perciò deformata.*

Contrapponendo però due sistemi ottici così fatti, ed intercalando fra l'uno e l'altro lungo il cammino dei raggi in posizione opportuna, comuni sistemi convergenti, è possibile ottenere su uno schermo a diaframma cilindrico disposto attorno alla seconda lente torica, l'immagine panoramica completa non deformata dell'orizzonte esterno.

Questa immagine reale risulta capovolta (soltanto nel senso verticale); con ovvio dispositivo però le sue parti possono essere osservate raddrizzate ed ingrandite.

Il nuovo strumento ottico nella pratica può essere vantaggiosamente impiegato come periscopio panoramico per sommergibili e fortezze, ovvero come apparecchio fotografico panoramico. Esso è protetto da regolari brevetti, sia in Italia che all'Estero.

1. Le lenti ordinarie, gli specchi riflettenti, ed in genere gli strumenti ottici conosciuti, forniscono degli oggetti verso i quali sono rivolti *immagini piane*, o tali almeno entro i limiti di una sufficiente approssimazione.

Se lo spazio angolare abbracciato dall'oggetto è piuttosto ridotto, ed in genere in ogni senso non supera i 60° , questa immagine piana è chiara e distinta anche al suo contorno, purchè ciò naturalmente consentano la bontà e la perfezione dei mezzi impiegati.

Per oggetti di maggiore ampiezza angolare, le condizioni di visibilità del contorno dell'immagine, peggiorano rapidamente con l'accrescersi di quella; onde il limite riferito non può praticamente essere oltrepassato, se le immagini (per quanto è possibile) debbono

costituire una rappresentazione fedele e conforme dell'oggetto cui si riferiscono.

Ne deriva che se d'un oggetto di vasta estensione angolare, ad esempio nel senso orizzontale, si vuole la corrispondente immagine, questa non potrà che risultare dall'insieme di immagini parziali consecutive, opportunamente collegate.

Ad esempio, per una estensione angolare orizzontale di 180° , le immagini parziali dovranno essere almeno tre.

A questo ripiego si ricorre difatti quando occorra fotografare un'ampia zona di territorio, o costruire una qualsiasi veduta panoramica la cui ampiezza può anche estendersi all'intero giro.

Trattasi ad ogni modo, convien ripeterlo, di un adattamento, di un ripiego se vogliamo anche ingegnoso, perchè questa rappresentazione apparentemente continua, risulta in realtà costituita da tratti discontinui (le discontinuità sono relative ai piani di proiezione delle successive immagini); ed avrebbe con quella desiderabile o perfetta, l'identico rapporto che intercede fra una linea poligonale regolare e la circonferenza in cui quella sta inscritta.

Di qui deriva che le immagini degli oggetti esterni, o di una zona qualsiasi che abbracci una vasta estensione angolare, devono essere proiettate, non su d'una successione di piani costituenti una superficie prismatica, ma sulla parte interna di una superficie cilindrica che è di quelle immagini la necessaria e naturale sede.

Nasce così il *problema della formazione delle immagini cilindriche* del quale sono ad esporre la soluzione da me trovata.

Immagini panoramiche piane distorte.

2. La soluzione del problema è *mediata*.

Una speciale lente a forma torica, riunente in sè le proprietà di un menisco ordinario convergente e di uno specchio convesso riflettente, già permette di ottenere dell'oggetto o della zona circostante, che per maggiore generalità supporremo abbracci l'intero giro, una immagine contenuta su d'una corona circolare piana.

La fig. 1 rappresenta una sezione meridiana della lente torica ordetta.

La curva c è un ramo di iperbole di fuochi F' ed F'' , e di asse x ; a e b sono due archi di cerchio aventi per centro rispettivamente i punti F' e F'' , e raggi r ed R .

La lente viene così ad essere limitata da due superfici sferiche (quelle generate dalla rivoluzione degli archi a e b intorno all'asse x), e da una zona iperbolica di rivoluzione (quella generata dal ramo di iperbole c ruotante intorno all'asse x).

Praticamente al ramo di iperbole c viene sostituito l'arco del suo cerchio osculatore nel punto medio (ξ, η) ; la superficie dell'iperboloide viene poi resa riflettente dal lato interno della lente con opportuna argentatura.

3. Per una prima teoria elementare ed approssimata della *lente torica* O che stiamo considerando, supporremo che la superficie interna riflettente possa venire assimilata ad uno *specchio sferico convesso*.

Supporremo inoltre, quale possibile dispositivo sperimentale, che la lente O sia collocata alla sommità di una camera oscura e sporga

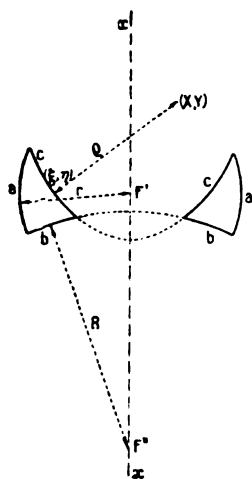


Fig. 1

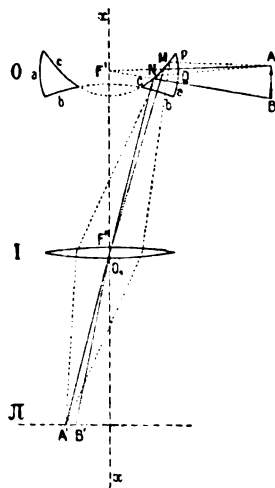


Fig. 2

all'esterno con la sua parte laterale a , per modo che su di essa cadano i raggi inviati dagli oggetti circostanti; questi saranno rinviati all'interno della camera oscura, ove potrà essere agevolmente osservata la formazione dell'immagine.

Ciò posto, conviene suddividere i raggi che partono dai punti luminosi esterni in due categorie: *raggi principali*, *raggi secondari*.

Considerato (vedi fig. 2) un qualunque punto esterno A situato nel campo della lente, diremo *raggio principale* che da esso emana, quello che si propaga secondo la congiungente il punto A con F' .

Questo raggio incontrando la superficie a (di centro F') normalmente, penetrerà nella lente O conservando inalterata la sua direzione di propagazione, ed incontrerà in M la superficie riflettente c ,

che benchè ritenuta da noi sferica in via approssimativa, è di fatto una zona di iperboloide di rivoluzione.

Per una nota proprietà dell'iperbole, il raggio AM verrà riflesso secondo la direzione MF'' , direzione che manterrà inalterata anche all'uscita dalla lente, perchè ancora incontra la superficie c (di centro F'') normalmente.

Per un'altro punto esterno B , avremo parimenti il corrispondente raggio principale che segue il cammino BNF'' .

Onde: da ogni punto luminoso esterno situato nel campo della lente obbiettiva, emana uno ed uno solo raggio principale; tutti i raggi principali sono contenuti nei piani meridiani della lente O , e da questa concentrati nel secondo fuoco F'' della iperbole c , che diremo senz'altro fuoco della lente torica O .

Dal punto A generico emana altresì, oltre al raggio principale corrispondente, una doppia infinità di raggi che fanno fascio attorno a questo: sono i raggi secondari.

Nel disegno ne abbiamo segnato due tratteggiati, AP ed AQ . Per essi l'andamento all'ingresso ed all'uscita dalla lente è assai diverso che per i raggi principali, in quanto non incontrando più normalmente le faccie della lente O , ne subiscono gli effetti di refrazione.

Anzi l'effetto complessivo delle refrazioni all'ingresso ed all'uscita dalla lente, e della riflessione interna sulla superficie convessa c , è tale che i raggi secondari escono dalla lente O , come ora vedremo, con una divergenza più o meno accentuata.

4. Supposto il punto luminoso A situato a conveniente distanza, in guisa che i raggi secondari che da quello provengono possano venire ritenuti fra loro paralleli, è possibile determinare la focale della lente torica O rispetto a detti raggi.

Il valore di questa distanza focale risulta dal lato pratico sempre negativo.

Per i raggi secondari, la lente O si comporta invero come un menisco convergente accoppiato ad una superficie sferica riflettente convessa.

Per calcolare la focale di un simile sistema, ci gioveremo della formula approssimata che dà la distanza focale di un sistema composto da due lenti di lunghezze focali f_1 ed f_2 , poste alla mutua distanza d .

Essa è, com'è notorio:

$$(1) \quad f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}.$$

Nel caso attuale dobbiamo assumere per f_1 ed f_2 , rispettivamente le

focali del menisco convergente e della superficie speculare riflettente della lente torica O ; d sarà evidentemente nulla.

Detti r e R , rispettivamente i raggi di curvatura delle faccie a e b , ed m il raggio di curvatura della superficie riflettente c , si ha:

$$f_1 = \frac{2rR}{R-r}; \quad f_2 = -\frac{m}{2};$$

onde,

$$(2) \quad f = -\frac{1}{2} \frac{4mrR}{4rR - m(R-r)}.$$

Ora, in pratica accade che:

$$m(R-r) < 4rR,$$

il che importa per la espressione di f un denominatore positivo, e quindi una *focale negativa*.

In altri termini, *il potere convergente del menisco è superato dall'effetto divergente della superficie speculare riflettente*:

$$\frac{1}{f_1} < -\frac{1}{f_2}.$$

Se l'*astigmatismo* della lente torica O , lente obbiettiva dell'apparecchio, vogliamo per ora ritenerlo trascurabile, benchè possa in effetti essere rilevante, e poniamo sul cammino dei raggi che da essa emergono un sistema convergente I di opportuna distanza focale (v. fig. 2), avente il suo centro ottico O_1 coincidente col fuoco F'' , e disposto normalmente all'asse x dello strumento, i *raggi principali* attraverseranno I mantenendo la loro direzione inalterata; mentre che i *raggi secondari* che partono da un punto luminoso esterno, ad esempio A , verranno a convergere per azione della lente I su di un punto A' del raggio principale che ha pure A come origine.

Potremo quindi continuare a considerare i fasci di raggi che partono dai punti luminosi esterni, sensibilmente *omocentrici* anche all'emergenza del sistema convergente I ; A' sarà il punto coniugato di A .

Del pari in B' , punto d'incontro del *raggio principale* che parte dal punto luminoso esterno B col piano π , condotto da A' normalmente all'asse x , avremo il punto coniugato di B ; e $B'A'$ sarà l'immagine reale dell'oggetto AB .

In realtà però l'*astigmatismo* della lente obbiettiva O va tenuto in debito conto, e per quanto è possibile eliminato. Una trattazione esauriente di questo particolare problema, ad ogni modo non apparirebbe ora opportuna, dati i limiti imposti alla presente Nota.

5. Ammesso che sul piano π vengano a proiettarsi le immagini degli oggetti situati nel campo abbracciato dalla lente obbiettiva, campo limitato soltanto rispetto alla sua altezza, vogliamo esaminare brevemente quale possa essere la forma e la costituzione di tali immagini.

Intanto, supposto l'asse x dello strumento e della lente torica obbiettiva verticale, l'immagine dell'intero campo da essa abbracciato sarà costituita, com'è evidente, da una corona circolare piana contenuta nel piano π , ed avente come centro la traccia O^* dell'asse x su questo piano (v. fig. 3).

Cosicchè un oggetto esterno situato in tale campo, ad esempio un rettangolo $ABCD$ disposto col suo piano verticale, avente i lati maggiori orizzontali, e tale che la congiungente il suo punto centrale col centro F' della lente torica O risulti normale al piano predetto, avrà per corrispondente immagine sul piano π una porzione di corona circolare $A'B'C'D'$.

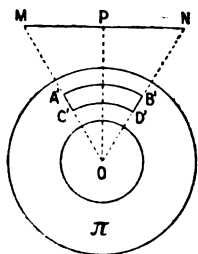


Fig. 3

Se nella fig. 3, MN è la proiezione sul piano orizzontale π del rettangolo $ABCD$, il disegno dimostra chiaramente la forma di tale immagine.

Le immagini degli oggetti situati nel campo della lente obbiettiva riusciranno con ciò *distorte*, e cioè piegate secondo un arco di cerchio nei riguardi delle loro dimensioni orizzontali; e nemmeno i rapporti fra queste ultime verranno conservati, risultando le più basse raccorciate e le più alte allungate.

Tali immagini però appariranno dritte rispetto all'oggetto, a chi osservi dal centro O^* ; e poichè come dimostrano le prove già eseguite, la loro formazione è buona ⁽¹⁾, esse saranno anche suscettibili di ingrandimento.

Il dispositivo ottico ora descritto (fig. 2), del quale abbiamo ommesso i naturali ed ovvii accessori (tubi, diaframmi, meccanismi, ecc.), permette quindi di ottenere una *rappresentazione panoramica completa dell'orizzonte circostante alla lente obbiettiva*; le singole immagini risultano però *deformate nel senso orizzontale*.

Immagini panoramiche cilindriche.

6. Affinchè la deformazione orizzontale dalla quale sono affette le immagini panoramiche piane possa essere suscettibile di una elimi-

⁽¹⁾ È tutt'ora visibile nella sala d'ottica del R. Istituto Nautico di Genova il funzionamento del primo apparecchio costruito.

nazione, la proiezione delle immagini deve effettuarsi su di una *superficie cilindrica coassiale* con la lente torica obbiettiva O .

La questione è stata da me risolta contrapponendo al sistema che dà luogo alla formazione della immagine anulare piana ora descritta, un sistema identico e simmetrico, con un dispositivo che lontanamente può ricordare quello che si conferisce agli ordinari periscopi per sommersibili allo scopo di ottenerne la lunghezza voluta e renderne massimo il campo di visibilità (due cannocchiali coassiali con gli obbiettivi affacciati).

Il cammino percorso dai *raggi luminosi principali* nella metà inferiore dell'apparecchio, verrà quindi ad essere *identico ma inversamente disposto*, rispetto a quello descritto dai raggi nella parte superiore dello strumento.

La perfetta simmetria delle due parti varrà quindi, almeno in via di massima, per la loro mutua azione compensatrice ad eliminare i vari inconvenienti che nuociono ad una buona formazione della immagine definitiva.

7. Non ci resta che descrivere brevemente l'apparecchio così perfezionato (v. fig. 4).

Nel piano π (fig. 2) ove ha luogo la formazione della prima immagine piano anulare, è situata una lente (o sistema di lenti) convergente II di centro ottico O_2 . I suoi fuochi cadono rispettivamente in F'_2 , coincidente col centro ottico O_1 della lente I , ed in F''_2 .

I *raggi principali* emergeranno dalla lente II paralleli alla direzione dell'asse x , mentre che i *raggi secondari* (consideriamo al solito due raggi secondari che partono dal punto luminoso esterno A) dopo essersi incontrati, subiranno una deviazione verso l'asse x dello strumento, seguendo il cammino indicato.

La lente II opera in tal modo come un *condensatore* dei raggi luminosi.

In F''_2 è il centro ottico O_3 della lente III , identica alla II e disposta anch'essa normalmente all'asse x .

I suoi fuochi cadono in F'_3 coincidente con O_2 , ed in F''_3 . Perciò i *raggi principali* emergendo da questa lente convergeranno nel fuoco F''_3 , mentre che i *raggi secondari* ne esciranno paralleli, secondo la direzione $A'O_3$.

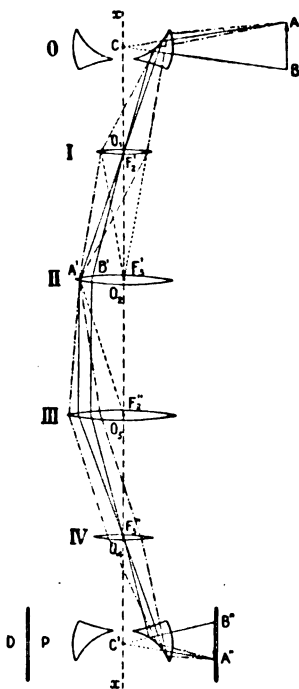


Fig. 4

Infine, coincidente col fuoco F'' , è il centro ottico O_4 della lente *IIII*, di lunghezza focale alquanto maggiore di quella della lente corrispondente *I* (per la convergenza che subiscono i raggi secondari già per azione di *II*).

La lente *P* identica all'obbiettiva *O*, e che diremo *lente di proiezione*, ha lo stesso asse comune x , ed i fuochi dell'iperboloide che ne costituisce la superficie interna riflettente cadono in C' ed O_4 .

Per tale dispositivo ottico, i *raggi principali* seguiranno in basso un cammino perfettamente simmetrico a quello percorso nella metà superiore dell'apparecchio; mentre che i *raggi secondari* per l'accorciamento valore della focale della lente *IIII*, potranno convergere sulla superficie interna del diaframma o schermo cilindrico *D* di asse x , che circonda la lente di proiezione *P*.

La lente *IIII* però, può anche avere un potere convergente alquanto diverso da quello sopra richiesto. Per ottenere la precisa convergenza dei *raggi secondari* sul diaframma, basterà spostare verso l'alto od il basso scorrendo lungo l'asse x , il sistema costituito dalle lenti *III*, *IIII*, *P*, a distanze reciproche invariabili, avvicinandolo od allontanandolo dalla lente *II* quanto si conviene.

Questo procedimento riesce anzi assai utile per la esatta messa a fuoco dello strumento.

In $A''B''$ avremo perciò proiettata l'immagine reale e rovesciata (nel solo senso verticale) dell'oggetto *AB* esterno, *esente da ogni deformazione*.

Nella presente descrizione sono state al solito omesse le parti strumentali accessorie.

8. Sul diaframma *D* viene così a proiettarsi fedelmente l'immagine dell'intero campo abbracciato dalla lente obbiettiva *O*, e cioè dell'orizzonte esterno, se questa è situata in posizione conveniente.

Gli oggetti di questa immagine risultano, come or s'ebbe a dire, rovesciati nel senso verticale; ma ciò non nuoce per una *veduta generale d'insieme*, che può agevolmente osservare attorno a sè, chi si ponga colla testa al disotto della lente *P*, al centro del diaframma *D*.

I raggi luminosi subiscono all'interno dell'apparecchio due riflessioni ed attraversano complessivamente sei mezzi rifrangenti, quattro dei quali di piccola spessore. Le perdite di energia benchè sensibili non possono tuttavia dirsi rilevanti, e se il diaframma *D* è situato in un ambiente relativamente oscurato, la chiarezza delle immagini che vi si proiettano è soddisfacente e tale da permetterne anche un ulteriore ingrandimento.

Se i raggi luminosi che emergono dalla lente *P* di proiezione, vengono intercettati da un sistema di due prismi ovviamente disposti,

in guisa che possano subire al loro interno due riflessioni totali, la nuova immagine reale $A''B''$ che si forma all'uscita dei raggi dai prismi, appare raddrizzata nel senso verticale.

Disponendo un opportuno oculare davanti a questa immagine, essa potrà essere osservata direttamente ed ingrandita.

Si noti ancora che sistemando in ciascuno dei vani circolari esistenti nella parte centrale delle lenti O e P , una lente (o sistema) divergente disposta normalmente all'asse x , e di focale f identica a quella che dà la formula (2) da noi stabilita, lo strumento potrà funzionare (nei limiti di un certo campo) anche nella direzione verticale individuata dal suo asse x , rendendo in tal modo possibile una *visione zenitale*.

Un simile apparecchio si può prestare indubbiamente ad *applicazioni pratiche* vantaggiose.

In *fotografia*, ad esempio, può essere utilizzato per ritrarre prontamente vedute panoramiche complete.

Potendosi la sua lunghezza complessiva portare anche ad una decina di metri, conservandone il modesto diametro, l'apparecchio può essere impiegato come *periscopio a veduta panoramica* per sommergibili e fortezze, e prestarsi nel tempo stesso alla soluzione di quesiti pratici che le sue prerogative rendono ovvia.

Genova, R. Istituto Nautico, marzo 1927.

LE AZIONI ELETTROMAGNETICHE E IL PRINCIPIO DI SIMMETRIA

Nota di SILVIO CHELLA

Sunto. - Si dimostra mediante le simmetrie che il concetto di polo magnetico come massa agente è incompatibile con quello di corrente elettrica come moto di cariche.

È noto che la simmetria di un campo elettrico è quella di un *vettore polare*, mentre quella di un campo magnetico è la simmetria di un *vettore assiale*. Tanto basta a provare che il concetto di corrente elettrica, come moto di cariche elettriche, implica contraddizione col concetto classico di *polo* come *massa newtoniana*.

Per quanto io sappia, nessuno, anche tra coloro che hanno considerato le simmetrie in rapporto ai fenomeni elettrici e magnetici,

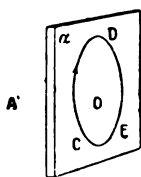


Fig. 1

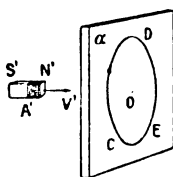


Fig. 2

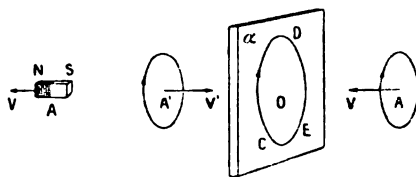


Fig. 3

ha posto chiaramente la questione in questi termini. Anzi lo stesso CURIE trattando del fenomeno dell'induzione elettromagnetica non si è reso conto della contraddizione ⁽¹⁾.

Per ciò non mi sembrano fuori luogo le seguenti considerazioni, del resto di semplicità estrema.

Abbiasi una corrente elettrica, cioè un moto di cariche elettriche nel piano α (fig. 1) secondo la linea chiusa CDE . Il piano α è un piano di simmetria per i punti dello spazio riguardo ai fenomeni che essi vi debbono manifestare per effetto delle cariche elettriche che si muovono nel piano stesso. Più precisamente, l'azione che si ma-

⁽¹⁾ P. CURIE, Oeuvres publiées par soin de la Société Française de Physique. pag. 132.

nifesta in A , deve essere simmetrica dell'azione che si manifesta in A' , se A' è simmetrico di A , e se in questi punti sono situati due oggetti simmetrici rispetto al piano α .

Poniamo in A un magnete NS col polo nord rivolto alla corrente (fig. 2). Ne risulterà, secondo la regola nota, un'attrazione indicata dal vettore AV .

Se fosse possibile considerare, il magnete A come un semplice insieme di due masse agenti una nord e una sud, in A' si dovrebbero avere due masse magnetiche N' e S' simmetriche rispetto al piano α di N ed S . In A' cioè il polo rivolto alla corrente sarebbe ancora una massa nord e ne dovrebbe risultare un'attrazione rappresentata dal vettore $A'V'$ simmetrico di AV . Ciò è precisamente l'opposto di quello che accade in effetto, come tutti sanno.

Come è naturale, ogni contrasto tra le deduzioni geometriche e l'esperienza cessa se dalle azioni tra *masse* magnetiche e corrente si passa all'azione reciproca di due correnti.

Ad una corrente in A (fig. 3) diretta in un certo senso rispetto a quella del piano α , corrisponde in A' , per legge di simmetria, una corrente diretta in senso concorde e ad un'attrazione o repulsione in A , corrisponde un'attrazione o una repulsione in A' , come vogliono insieme le leggi della simmetria e dell'esperienza.

Vale a dire, che se si riguarda un magnete, non come l'insieme di due masse agenti, ma come un insieme di correnti, i principi della fisica non sono più in opposizione con quelli della geometria.

E la cosa è tanto più significativa, in quanto che con considerazioni analoghe a quelle relative alle masse si può anche escludere che un polo magnetico sia da considerarsi come un tensore, e quindi non può essere rappresentato altrimenti che mediante un vettore legato al verso di una rotazione.

Concludendo, il polo magnetico come *massa*, è in contraddizione col concetto di corrente concepita come moto di cariche elettriche. E poichè in questo punto, per i fatti accertati da un ventennio a questa parte, credo che non si possa più dubitare, così ritengo che nessuno possa più dubitare che il concetto classico di magnete debba essere abbandonato assolutamente.

Con questo, non ho fatto forse che sfondare una porta già abbastanza aperta dopo le esperienze di DE HAAS ⁽¹⁾ e di BARNETT ⁽²⁾. Spero tuttavia che queste poche considerazioni valgano a indurre

⁽¹⁾ DE HAAS e A. EINSTEIN, « Verh. d. D. Phys. Ges. », 17, p. 152, anno 1916; DE HAAS, idem, 18, p. 423, 1916.

⁽²⁾ BARNETT, « Phys. Rev. », p. 239, anno 1915; « Proc. Amst. Acad. », 60, p. 127, anno 1925.

la persuasione che introducendo le masse magnetiche, sia pure come enti fittizi per comodità di calcolo, in una trattazione dei fenomeni elettromagnetici, si corre rischio di cadere in qualche incongruenza; e gli esempi non mancano in trattati sul magnetismo di valenti autori.

La teoria classica di AMPÈRE, i lavori di LANGEVIN e più chiaramente quelli del prof. PUCCIANTI ⁽¹⁾ indicano su quale via deve condursi una rigorosa teoria dei fenomeni del magnetismo.

Ed è da augurarsi che sia d'ora innanzi la via battuta nei trattati di fisica generale, e nei corsi di fisica matematica delle nostre università.

Dall' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa.

27 aprile 1927.

⁽¹⁾ PUCCIANTI, Atti Acc. Lincei, p. 578, anno 1915; « Nuovo Cimento », p. 95, anno 1922; *La teoria del magnetismo*, fascicolo speciale de « L'energia elettrica » (nel 1° centenario della morte di A. Volta), Arti grafiche, 1927.

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opere di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 120 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 160

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

GIUGNO 1927

ANNO IV-N.6

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATO IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

A. AMERIO: *Volta e le leggi della dilatazione e dei miscugli degli aeriformi.* — L. TIERI e V. RICCA: *Sulla resistenza elettrica del bismuto solidificato in un campo magnetico.* — M. PIERUCCI: *La scintilla dentro l'arco elettrico.* — R. ARIANO: *La resistenza a trazione della gomma vulcanizzata.* — A. CARRELLI: *Sulle nuove statistiche.* — G. MADIA: *Le forze elettromotrici nella teoria dinamica dell'elettromagnetismo.* — RIVISTA: A. CAMPETTI: *Su alcune ricerche recenti nel campo della chimica-fisica.* — G. WATAGHIN: *Determinazione sperimentale dei momenti magnetici degli atomi.* — *Recensioni.* — *Notiziario.*

JUL 24 1928



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"IL NUOVO CIMENTO"

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

VOLTA E LE LEGGI DELLA DILATAZIONE E DEI MISCUGLI DEGLI AERIFORMI

Nota di A. AMERIO

I. Premesse.

Nell'anno centenario della morte di ALESSANDRO VOLTA, il *Nuovo Cimento* non poteva rimanere assente alla gara di onoranze che l'Italia, anzi dirò meglio, tutto il mondo, tributa al nostro sommo Fisico, per dimostrargli la riconoscenza che l'umanità sente verso colui che per virtù del suo genio e di un lavoro costante, paziente, indefesso, seppe strappare alla natura uno dei misteri più nascosti.

Questa riconoscenza gli spetta per due ragioni: lo scienziato ammira la scoperta che permise di indagare un campo di una vastità immensa e sempre crescente, procreandone tante e tante altre; il tecnico valuta l'enorme importanza che essa ebbe per le applicazioni che, direttamente o no, permise, influenzando potentemente sulla vita moderna in tutte le sue manifestazioni.

Perciò, mentre pubblicando la riproduzione del bel quadro del Bertini, rievoca il momento più glorioso della sua vita e dell'Università di Pavia, il momento in cui per rendergli onore, *Napoleone Bonaparte* volle assistere alla seduta storica in cui il VOLTA presentò la pila all'Istituto di Francia, il *Nuovo Cimento* ritorna sulla questione già più volte ed autorevolmente sollevata, riguardante la priorità del VOLTA sopra le leggi della dilatazione dei gas e delle tensioni dei vapori.

Io ritengo che quest'anno il tentativo non possa cadere nel vuoto ma che, giungendo nell'occasione di un grande Congresso Internazionale di Fisica, debba raggiungere lo scopo.

Tale questione fu già posta da ICILIO GUARESCHI prima ⁽¹⁾ e da GUIDO GRASSI subito dopo ⁽²⁾. Quest'ultimo giunse press'a poco alle stesse conclusioni alle quali giungo io.

⁽¹⁾ « Arch. f. die Geschichte der Naturwissenschaften » ecc., 1914.

⁽²⁾ Atti Acc. Torino, vol. 50, 1914-15.

Certo, al nome del VOLTA, la gloria di una legge in più che, da lui scoperta, gli venga universalmente riconosciuta, poco aggiunge. Tuttavia, secondo una convinzione oramai molto diffusa, si tratta soprattutto di giustizia, e d'altra parte è innegabile che il nome di questo Sommo tanto più acquista quanto più se ne studiano le opere.

In fondo in fondo, si dice dai più che la gloria del VOLTA sta nella pila e, non conoscendo lo stato dell'Elettrologia verso il 1780, si dimentica facilmente tutto il resto che Egli fece, ed è divenuto patrimonio comune, sia nel campo dell'Elettrologia sia al di fuori. Anche all'infuori della pila, l'opera del VOLTA è così grande ed è tanta parte della Fisica del tempo, da attribuire al VOLTA, considerato come scienziato, un carattere di generalità tale da farcelo vedere come un Fisico per l'epoca, veramente completo e perfetto in tutte le sue manifestazioni.

II. La dilatazione termica dei gas.

Occupiamoci dell'opera che il VOLTA pubblicò nel 1793 nel vol. IV degli « Annali di Chimica » del BRUGNATELLI, sotto il titolo: « *Memoria sulla uniforme dilatazione dell'aria per ogni grado di calore, cominciando da sotto la temperatura del ghiaccio fin sopra quella dell'acqua: e di ciò che sovente fa parer non equabile tal dilatazione, entrando ad accrescere a dismisura il volume dell'aria* ».

In essa il VOLTA fin dalle prime righe si propone nettamente il quesito: *L'aria si dilata ella uniformemente per calore, cioè procede con passo equabile, ricevendo eguali aumenti di volume per eguali addizioni di calore?... E qual'è la quantità di cui cresce per ogni giunta data di calore?*

Dopo alcune premesse sulla dilatazione termica del mercurio, che risulta approssimativamente equabile, e sulle dilatazioni di altri liquidi, acqua ad es., che non sono equabili, procede all'esame dei lavori fatti precedentemente sulla dilatazione dell'aria; ne passa molti in rassegna, una ventina, e trova appoggi al suo concetto della dilatazione uniforme dell'aria, nella *Pirometria* di LAMBERT, e in altre opere tra cui gli piace quella di DE LUC; nella prima trova delle ragioni teoriche, nella seconda delle conferme sperimentali.

Ma vi sono molte discordanze e queste il VOLTA esamina minutamente: ad es. il MORVEAU trova che il coefficiente di dilatazione cresce con la temperatura, il LUC che cresce fino a 20° Réaumur, poi si mantiene costante sino a 60° e oltre questa temperatura decresce; il ROY trova lo stesso all'incirca: che cioè il coefficiente cresce fino a 62° Fahrenheit e poi è costante fino a 212° F.



Volta presenta la pila all'Istituto di Francia.

Il VOLTA attribuì queste differenze a umidità del recipiente, umidità che si sprigiona col riscaldamento, determinando in un primo tempo una eccessiva dilatazione e poi, una volta che sia tutta sprigionata, comportandosi come l'aria. Eliminando più o meno bene l'umidità delle pareti egli riesce a riprodurre i vari casi descritti nelle ricerche esaminate.

Perciò il VOLTA elimina questo vapore che può sprigionarsi durante l'esperienza, sostituendo l'acqua occorrente per le misure con l'olio e facendo bollire questo lungamente nel recipiente stesso destinato alle misure. L'apparecchio usato è in sostanza un termometro ad aria che egli riscalda di 20° in 20° Réaumur, a partire dal ghiaccio fondente fino a 80° R.; con esso trova che per ogni 20° R. l'aria si dilata sempre di circa nove centesimi e un quarto del volume che aveva a 0° , così che a 80° R. il volume è diventato $137/100$ del volume che aveva a 0° .

Il VOLTA trova così che il coefficiente di dilatazione dell'aria è $1/216$ se la temperatura è espressa in gradi Réaumur, o $0,00370$ in centigradi, valore il quale, dati i mezzi de' quali egli disponeva, è veramente molto buono e dimostra la cura con la quale egli eseguì le determinazioni.

Se l'esperienza è fatta in presenza di acqua, il volume cresce enormemente, e a 77° R. è sestuplo del volume a 0° ; il che dice che a quella temperatura i $4/3$ di quel volume sono occupati dal vapore di acqua. Ma in questo caso ci si trova in presenza di acqua che può provvedere il vapore presso che indefinitamente.

Se invece il vapore si svolge solo per l'umidità delle pareti, si ha da prima una dilatazione maggiore di $1/216$ per grado R. che però a poco a poco, col crescere della temperatura, diventa $1/216$ per poi conservare questo valore.

Il VOLTA in base a quest'ultimo risultato ritiene di poter asserire che anche il vapore di acqua abbia lo stesso comportamento dell'aria e dice precisamente così: « *L'aria sibbene vaporosa, ma che non possa ricevere altronde nuovi vapori... si dilata pel calore uniformemente e della quantità circa che ho notato, cioè di $1/216$ per ogni grado dalla temperatura del ghiaccio fin verso il termine dell'ebullizione* ».

È difficile apprezzare in modo sicuro l'attendibilità della deduzione che il VOLTA fa da quest'affermazione, per ciò che riguarda la dilatazione del vapor d'acqua, perchè pare che il vapore di acqua presente nelle sue determinazioni, non potesse mai essere in notevoli quantità, ma solo di alcuni percento, e in tal caso è chiaro che per poter influire sensibilmente sui risultati, esso avrebbe dovuto avere un comportamento molto diverso da quello dell'aria.

Vediamo ora l'opera del GAY-LUSSAC.

Questo valoroso fisico e chimico, negli « *Annales de Chimie* » del 1802, pubblicò una estesa monografia dal titolo: « *Recherches sur la dilatation des gas et des vapeurs, lues à l'Institut National l'11 Pluviôse - An. 10* ».

Nella prima parte sono contenute delle osservazioni generali di termometria e il GAY-LUSSAC attribuisce al vapore d'acqua alcune delle incertezze che si avevano nel problema della dilatazione dei gas. In seguito passa in rassegna i lavori eseguiti sull'argomento da 14 sperimentatori, ma fra questi non figura il nome del VOLTA.

Poi descrive gli apparecchi adoperati e i due metodi seguiti. In uno di essi il gas è in contatto con acqua, che però non viene riscaldata, nell'altra col mercurio. Egli riempie un palloncino di vetro, ben asciugato, con aria a 0° e poi lo immerge nell'acqua bollente; parte dell'aria, per la dilatazione, sfugge e la sua quantità è data dal peso dell'acqua che, pel successivo raffreddamento, va ad occupare il posto dell'aria uscita.

Così egli studia la dilatazione totale da 0° a 100° C., per l'aria, l'idrogeno, l'ossigeno, l'azoto, e trova che per tutti essa ammonta a 37,5/100 del volume a 0°; per la qual cosa il coefficiente medio di dilatazione tra 0° e 100° è per i gas provati, 0,00375.

Per gli aeriformi che si sciolgono nell'acqua, egli si serve di due provette eguali, graduate, capovolte sul mercurio, in una delle quali c'è dell'aria che serve come sostanza di paragone, e nell'altra c'è un egual volume del gas che si considera.

L'apparecchio sta tutto in una stufetta; scaldando questa si osserva che le dilatazioni nelle due provette sono eguali partendo da 10°,86 e giungendo a 90° per l'aria, l'anidride carbonica, l'acido cloridrico, l'anidride solforosa, l'ipoazotide e l'ammoniaca. Infine studia il vapore di etere da 60° a 100° e trova che anch'esso, paragonato all'aria, si dilata come tutti gli altri gas.

Le sue conclusioni sono le seguenti:

1) Tutti i gas, qualunque sia la loro densità e la quantità di acqua che tengono in dissoluzione, e tutti i vapori si dilatano egualmente se egualmente riscaldati.

2) Pei gas permanenti, l'aumento di volume che ognuno di essi subisce, dalla temperatura del ghiaccio fondente a quella dell'acqua bollente, è eguale agli 80/213,33 del volume primitivo del termometro diviso in 80 parti o ai 100/266,66 dello stesso volume per il termometro centigrado.

Il GAY-LUSSAC, osserviamo bene, rinvia ad altro lavoro la determinazione della legge della dilatazione dei gas e dei vapori, allo

scopo di dedurre il coefficiente di dilatazione per un grado qualunque di temperatura.....

Per quanto io ne abbia fatte accurate ricerche, non sono riuscito a trovare questo nuovo lavoro. Solo nel « *Traité de Physique expérimentale et mathématique* » del BIOT, 1816, vol. I, è descritto il metodo che fu seguito molto accuratamente dal GAY-LUSSAC, metodo che rappresenta un progresso notevole sulle esperienze descritte nella nota citata.

Secondo quanto dice il BIOT, nelle esperienze del GAY-LUSSAC venivano comunicati all'aeriforme, successivi incrementi di temperatura relativamente piccoli, ripetendo in fondo il procedimento voltiano, curando molto il disseccamento dei gas e giungendo qualitativamente alle stesse conseguenze. È curioso che, con tutti i miglioramenti introdotti secondo quanto dice il BIOT, il coefficiente di dilatazione trovato sia ancora quello della ricerca precedente (0,00375).

Quando fu effettuata questa ricerca? Secondo il POLVANI, nel 1807. Si tratta quindi di un ritardo sul lavoro del VOLTA di ben 14 anni che rende ancora più grave il fatto che non si voglia riconoscere la priorità del VOLTA.

Il fatto è che colle prime due ricerche, quella del VOLTA del 1793 e quella di GAY-LUSSAC del 1802 *il problema era risolto*. Il VOLTA ricercò e trovò la legge della dilatazione dell'aria; il GAY-LUSSAC dimostrò che come l'aria si comportano gli altri gas, e perciò *se è uniforme la dilatazione dell'aria, è uniforme, e con lo stesso coefficiente, quella di tutti i gas*.

La seconda ricerca di GAY-LUSSAC conferma sperimentalmente che tutti i gas hanno lo stesso coefficiente di dilatazione, la qual cosa è conseguenza logica della prima, unita a quella di VOLTA.

Osserviamo ancora che il G. L. stesso, a pag. 157 (loc. cit.) dice: « Le citoyen Charles avait remarqué depuis 15 ans la même propriété dans ces gas; mais n'ayant jamais publié ses résultats, c'est par le plus grand hazard que je les ai connus..... Le gas qu'il voulait soumettre à l'expérience était renfermé dans le réservoir du baromètre à la température 0°, et sous la pression de 28 pouces de mercure. En plongeant ce baromètre dans l'eau bouillante, le mercure s'élevait dans le tube, et l'excès de toute la colonne sur celle de 28 pouces indiquait le ressort qu'avait acquis le gas ». Si vede dunque che neanche le esperienze del CHARLES si riferiscono all'uniformità della dilatazione ma solamente alla dilatazione totale.

III. Conclusioni.

Da quanto precede, mi pare che a rigore si possa dedurre quanto segue:

1) Il VOLTA ha dimostrato sperimentalmente la legge dell'uniforme dilatazione dell'aria e ne ha misurato il coefficiente.

2) Il VOLTA ha dato delle prove indiziali che il vapor d'acqua, lontano dalla saturazione, si comporta come l'aria.

Per contro, passando al GAY-LUSSAC, vediamo che:

1) Il GAY-LUSSAC non cerca, nel primo lavoro, la legge della dilatazione dell'aria, che riserva ad altre esperienze.

2) Prova che la dilatazione globale da 0° a 100° è la stessa per tutti i gas.

3) In un secondo tempo prova che tutti i gas si dilatano uniformemente.

La conclusione è quindi evidente, e se c'è stata confusione, questa fu fatta piuttosto dai fisici, perchè il GAY-LUSSAC nel 1802 aveva esaminato un lato solo del problema, rinviando l'esame ulteriore ad altro tempo; mentre il VOLTA aveva già fatto questa ricerca nove anni prima.

Pure riconoscendo la grande importanza della seconda ricerca del GAY-LUSSAC, è chiaro che *la ricerca del VOLTA e quella della prima nota del GAY-LUSSAC risolvono logicamente tutto il problema.*

Ne viene quindi che sulla dilatazione dei gas si dovrebbero enunciare le seguenti leggi:

1) Legge di VOLTA: « Il coefficiente di dilatazione dell'aria è costante.

2) Legge di GAY-LUSSAC: « Tutti i gas hanno lo stesso coefficiente di dilatazione ».

Si potrebbe anche esporre l'insieme delle due leggi in un altro ordine:

1) Legge di GAY-LUSSAC: « Tutti i gas per eguali riscaldamento si dilatano egualmente ».

2) Legge di VOLTA: « Il coefficiente di dilatazione dei gas è costante ».

Veramente il VOLTA ha dato la dimostrazione per l'aria in modo rigoroso e ne ha dato qualche prova per il vapore di acqua; la generalizzazione (inutile, come già ho detto, dal lato logico e da considerare più che altro come un'autorevole conferma) è stata fatta dal GAY-LUSSAC colla sua seconda ricerca, ma questo fatto non giustificherebbe la soppressione del nome del VOLTA nell'enunciato delle leggi dei gas, per la stessa ragione che non si è cessato dal chiamare

legge di BOYLE e MARIOTTE la legge che questi fisici dimostrarono per l'aria, quando si vide che vale per tutti i gas.

IV. La legge di Dalton.

Più semplice mi pare la questione per ciò che riguarda la legge di DALTON.

Il VOLTA, negli « Annali di Chimica » del BRUGNATELLI, vol. XI, 1796, pag. 84, pubblicò il poscritto di una lettera ad ANTON MARIA VASSALLI, del 27 ottobre 1795:

In questo egli dice: « Io ho continuato ad occuparmi intorno ai vapori elastici e sono stato condotto ad alcuni bei ritrovati... per es. che la quantità di vapore elastico è la stessa in uno spazio, sia esso vuoto d'aria, sia occupato da aria di qualsiasi densità, dipendendo tale quantità unicamente dal grado di calore ».

Ora dalle opere stampate del VOLTA non risulta altro. Risulta invece da manoscritti del VOLTA che verranno prossimamente pubblicati nella grande Edizione Nazionale, a quanto mi assicura il prof. MASSARDI, che con tanto amore ne cura la pubblicazione, che tale affermazione è fondata su esperienze e su calcoli che hanno permesso al VOLTA di enunciare tanto detta legge quanto le altre che sono citate nel brano pubblicato.

Ma precisamente, per il fatto che di essi non era mai stato pubblicato nulla al tempo di DALTON, a me pare non si possa più parlare di priorità vera e propria. Per quanto l'autorità di VOLTA fosse grande, non era evidentemente possibile che si accettasse senz'altro come dimostrata una legge per il fatto che egli la enunciava solamente, in una lettera, anche se per questa parte, pubblicata.

Non dubito che quando i manoscritti voltiani saranno pubblicati non si possa dire che la legge di DALTON sui miscugli era già stata trovata dal VOLTA, ma con altrettanta sicurezza ritengo che sia doveroso chiamarla legge di DALTON, ricordando che il VOLTA era pervenuto ad essa prima di lui.

Pavia, 8 giugno 1927.

SULLA RESISTENZA ELETTRICA DEL BISMUTO SOLIDIFICATO IN UN CAMPO MAGNETICO

Nota di L. TIERI e V. RICCA

Sunto. - È noto che facendo solidificare il bismuto in un campo magnetico, l'effetto HALL in detto metallo, nella direzione del campo, è maggiore che nel bismuto ordinario, mentre è minore in direzione normale al campo. Questo comportamento viene spiegato ammettendo che il campo tenda ad orientare i cristalli con l'asse principale parallelamente alle linee di forza.

Nel presente lavoro si confrontano le resistenze elettriche di cilindretti di bismuto solidificati in un campo magnetico trasversale e in assenza del campo, e si trova che i primi presentano una resistenza elettrica inferiore del 4% circa a quelli solidificati fuori del campo, e ciò in accordo con la precedente ipotesi.

L'azione orientatrice del campo viene anche dimostrata dall'esame della superficie di rottura dei cilindretti.

In un lavoro precedente ⁽¹⁾ è stata esaminata l'azione del campo magnetico sulla solidificazione del bismuto in relazione all'effetto HALL ed è stato trovato che questo è diverso per due dischi tagliati uno parallelamente al campo e uno normalmente, e precisamente l'effetto HALL nel primo è maggiore di quello di un disco ottenuto dal bismuto ordinario, mentre nel secondo è minore.

Questo comportamento viene spiegato ammettendo che durante la solidificazione, i cristalli formati nella massa, vengano in certa misura orientati dal campo nello stesso modo in cui si orienterebbe in esso un cristallo libero di bismuto, cioè con l'asse principale secondo le linee di forza. Essendo i risultati sperimentali d'accordo con le esperienze di VAN EVERDINGEN sui cristalli isolati, l'ipotesi accennata risulta abbastanza plausibile.

Scopo del presente lavoro è quello di convalidare per altra via la precedente ipotesi.

Se durante la solidificazione del bismuto nel campo magnetico i cristalli che si formano tendono a orientarsi con l'asse principale

(¹) L. TIERI e E. PERSICO, « L' Elettrotecnica », 1923, vol. X, n. 10.

in direzione delle linee di forza, una dissimmetria deve manifestarsi nei valori della resistenza elettrica (poichè come è noto in un cristallo di bismuto la resistenza secondo l'asse principale è maggiore che in direzione ad esso normale, e il rapporto fra le due resistenze è 1,16) ⁽¹⁾.

Perciò, se durante la solidificazione di un cilindretto di bismuto in un campo magnetico trasversale, i cristalli tendono a disporsi con gli assi principali paralleli alle linee di forza del campo, la resistenza elettrica nella direzione dell'asse del cilindretto deve essere minore di quella che si ottiene per un analogo cilindretto solidificato fuori del campo, per il quale i cristalli dovrebbero essere orientati in tutte le direzioni e la massa dovrebbe presentare una certa isotropia statistica.

La preparazione dei cilindretti di bismuto veniva effettuata mediante l'uso di uno stampo cilindrico di ottone divisibile in quattro parti, che venivano assicurate mediante due ghiera pure di ottone. Detto stampo veniva posto in una stufetta elettrica e il tutto, ricoperto di uno strato di amianto, era posto fra le espansioni polari di una elettrocalamita. Si portava lo stampo ad una temperatura di poco superiore a quella di fusione del bismuto: prima ancora che questa fosse raggiunta, si versava nello stampo il bismuto fuso, che solidificava rapidamente per rifondere poco dopo. Non appena la fusione era avvenuta, si chiudeva il circuito dell'elettrocalamita e si riduceva la corrente di riscaldamento ad un valore tale, che il tempo impiegato per la solidificazione fosse quello stabilito. La rifusione del bismuto nello stampo veniva fatta unicamente allo scopo di avere sempre una determinata temperatura iniziale.

Per i cilindretti che dovevano solidificare in assenza del campo, si operava nel medesimo modo, salvo che per essi non si eccitava l'elettrocalamita.

Siccome la resistenza dell'avvolgimento di nichel-cromo della stufetta elettrica con o senza campo era diversa, l'intensità della corrente nei due casi veniva regolata in modo che il tempo necessario per la solidificazione rimanesse invariato.

Misura delle resistenze. — Poichè per lo scopo prefissoci non è necessario ricorrere a misure assolute, abbiamo trovato conveniente di misurare la deviazione prodotta in un galvanometro dalla differenza di potenziale esistente fra due punti del cilindretto, quando questo è percorso da una corrente (fig. 1).

⁽¹⁾ MATTEUCCI, « Comptes Rendus » 1855, 40, p. 541.

Perchè le misure eseguite sui vari cilindretti fossero paragonabili fra loro occorreva:

1) Che la intensità della corrente I rimanesse costante.
 2) Che la distanza dei punti A , A' fosse esattamente la stessa per tutti i cilindretti, ciò che si ottenne adoperando un sistema di due coltelli a distanza invariabile e con le facce piane affacciate.

3) Che la resistenza nei punti di contatto A , A' fosse trascurabile in modo da non alterare il valore di i con le sue eventuali variazioni; perciò si adoperarono dei coltelli a semicerchio, in modo che il contatto avvenisse sopra un lungo tratto in direzione normale all'asse del cilindretto.

Le letture venivano eseguite con la corrente nei due sensi per tenere conto delle eventuali f. e. m. termoelettriche, e ripetute in quattro posizioni diverse del cilindretto in modo da tenere conto delle possibili deformazioni.

Risultati. — I primi cilindretti vennero preparati facendo solidificare rapidamente il bismuto (in circa cinque minuti) in modo da evitare il più possibile la formazione di grossi cristalli, però a causa della deficienza del campo magnetico disponibile (4000 gauss), non fu possibile notare alcuna differenza apprezzabile fra le resistenze dei cilindretti solidificati nel campo e quelli solidificati nell'aria. Portando il tempo di solidificazione a circa 20 minuti, si sono avuti i seguenti risultati:

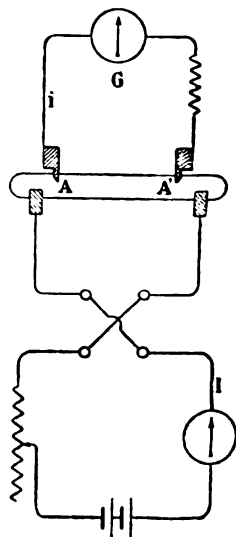


Fig. 1

Solidificazione senza campo	Solidif. in un campo di 4000 gauss	Valori medi di tutte le misure
300,2	294,8	
314,0	278,7	
278,7	296,5	
308,9	293,7	senza campo 303,5
307,0	294,2	col campo 291,8
317,8	293,1	Differenza 4 % circa
295,2	294,4	
306,5	289,0	

Dall'esame dei risultati, la prima cosa che si rileva è la grande uniformità dei valori ottenuti col campo, rispetto a quelli ottenuti

L. TIERI e V. RICCA, *Sulla resistenza elettrica del bismuto solidificato in un campo magnetico.*



a



a'



b



b'

fuori del campo. Anche quando non si fosse trovata alcuna differenza nei valori medi, questo diverso comportamento sarebbe stato sufficiente per dimostrare l'esistenza di una certa azione del campo; nè si può pensare che questa diversità di comportamento fosse dovuta al modo di preparazione, perchè questo era perfettamente identico in entrambi i casi; non solo, ma la preparazione era fatta sempre in presenza delle espansioni polari, anche per i cilindretti solidificati in assenza del campo. Una conferma a quanto sopra ci venne fornita dall'esame delle superfici di rottura dei cilindretti.

La fotografia riprodotta mostra appunto le superfici di rottura di due di essi: le a , a' appartengono al cilindretto solidificato senza campo, le b , b' a quello solidificato nel campo. Le strie che si vedono, rappresentano le intersezioni dei piani di sfaldatura dei singoli cristalli con le superfici di rottura. Probabilmente l'irregolarità della distribuzione dei cristalli per i cilindretti ottenuti nel campo scomparirebbe, se questo fosse molto più intenso; però il diverso aspetto delle superfici di rottura sta appunto a dimostrare come la cristallizzazione abbia subito l'influenza del campo.

Dalle esperienze su riferite si deduce che un campo magnetico ha azione sull'orientazione dei cristalli che si formano durante la solidificazione del bismuto, e la variazione di resistenza elettrica, come la variazione dell'effetto HALL, porta a concludere che i cristalli nel campo tendono a orientarsi con l'asse principale nella direzione delle linee di forza.

Le esperienze eseguite per mettere in evidenza l'aumento di resistenza nella direzione del campo non portarono a risultati conclusivi per la mancanza di campi magnetici sufficientemente intensi.

Ci ripromettiamo tuttavia di riprendere le esperienze non appena avremo a disposizione un'elettrocalamita WEISS, con la speranza di potere risolvere il problema anche dal punto di vista quantitativo.

Messina, Istituto di Fisica della R. Università, maggio 1927.

LA SCINTILLA DENTRO L'ARCO ELETTRICO

Nota di MARIANO PIERUCCI

Sunto. - *Si descrive un semplice metodo per far scoccare dentro l'arco la scintilla prodotta dalla brusca scarica di un condensatore. Essa si manifesta proprio come una vera scintilla, che soloa l'arco longitudinalmente; è luminosissima e possiede un alto grado di eccitazione spettroscopica. Se poi tale scintilla si fa scoccare dentro un arco elettrico immerso in una fiamma di gas illuminante, essa si presenta come una sorgente a grado di eccitazione ancor più elevato; e produce notevoli effetti meccanici e luminosi sul cratere positivo dell'arco, che sotto la sua azione appare portato ad elevatissima temperatura.*

§ 1. Premessa.

Qualche anno addietro H. GREINACHER ⁽¹⁾ studiò spettroscopicamente il comportamento della scintilla dentro la fiamma. Egli faceva scoccare la scintilla fra due elettrodi di platino disposti verticalmente sopra e sotto una fiamma orizzontale ed esterni alla fiamma stessa.

Tali ricerche furono subito riprese e notevolmente sviluppate dal prof. CAMPETTI in collaborazione con A. CORSI ⁽²⁾; ed i principali risultati possono così riassumersi:

1) Alcune righe spettroscopiche presentano « polarità anomala », compaiono cioè più intense al polo positivo che al negativo, o addirittura non compaiono su questo ultimo;

2) nella parte di scintilla interna alla fiamma non si osservano (oltre alle righe di fiamma) che poche righe di arco; mancano le righe di alta eccitazione, cioè le vere righe di scintilla.

Invece, che io mi sappia, non vi sono studi sopra una vera e propria scintilla dentro l'arco ⁽³⁾.

⁽¹⁾ « Phys. Zeit. », 1922.

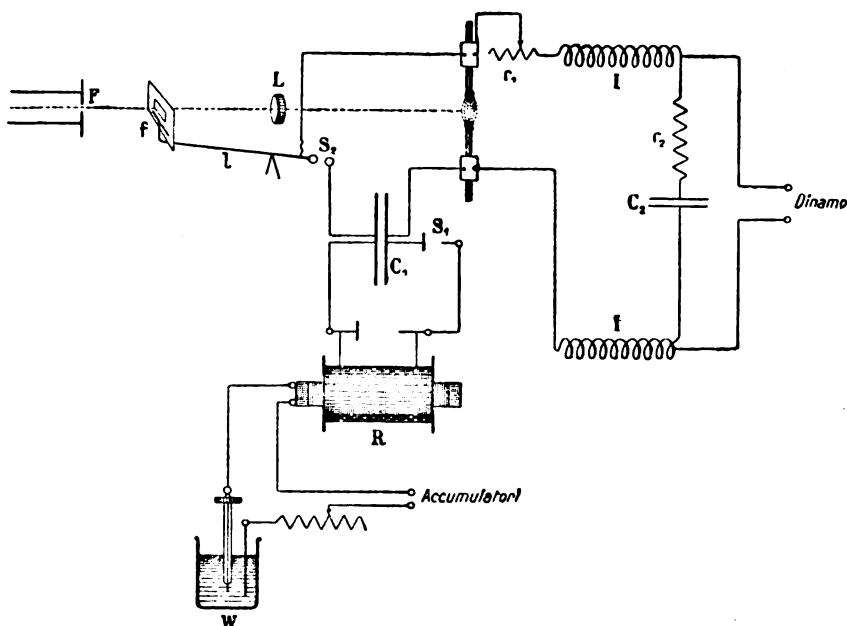
⁽²⁾ « Nuovo Cimento », 1922.

⁽³⁾ Soltanto a proposito dell'« arco cantante » si ha un primo accenno a simili studii. Nell'arco cantante, come è noto, è derivato sull'arco un circuito comprendente un condensatore che viene a scaricarsi sull'arco un grandissimo numero di volte al minuto secondo. Molto interessanti a questo proposito sono le ben conosciute esperienze del prof. LA ROSA.

Si giunge a un tale risultato quando si portino improvvisamente i due elettrodi dell'arco ad una notevole differenza di potenziale, appunto come ho fatto con la disposizione che ora vado a descrivere.

§ 2. Disposizione sperimentale e prime osservazioni.

Con un grosso rocchetto di RUMKORFF R (v. fig.) munito di un interruttore di WENHETT W viene caricato attraverso lo spinterometro *Disposizione sperimentale.*



metro S_1 un condensatore a lastre C_1 (di 0,065 microfarad). In derivazione su C_1 si trova un circuito comprendente l'arco elettrico (con elettrodi di carbone) ed uno spinterometro ausiliario S_2 . Il circuito che alimenta l'arco è separato dal circuito di scarica mediante grosse induttanze I, I . Per proteggere ulteriormente l'elettromotore (dinamo a 180 volti) ho posto in parallelo un condensatore C_2 con una resistenza r_2 ⁽¹⁾.

Quando la differenza di potenziale fra le due armature del condensatore C_1 ha raggiunto il valore sufficiente per far passare una scarica attraverso lo spinterometro ausiliario S_2 anche nell'arco si ha

Aspetto dell'arco al momento della scarica.

(1) La resistenza r_2 è stata posta per evitare eventuali corti circuiti nel caso di guasti al condensatore C_2 .

una brusca ⁽¹⁾ scarica, tanto più intensa naturalmente quanto più lungo è l'arco.

Arco fra carboni senza miccia.

Per esaminare meglio il fenomeno proiettai l'arco assai ingrandito (20-30 volte) sopra uno schermo mediante un buon obiettivo di GOERTZ.

Grande lancio di materiale dagli elettrodi.

Al momento della scarica si osserva, ad un primo esame, una grande quantità di frammenti di materiale espulso in massima parte dall'elettrodo che risulta negativo per il circuito di scarica all'inizio di questa. Il fenomeno è più vistoso quando le polarità sono « opposte » che quando sono « coincidenti »; è più vistoso cioè quando l'elettrodo positivo dell'arco è negativo per il circuito di scarica al momento che questa si inizia che nel caso contrario.

La zona corticale si arricchisce di vapori metallici.

L'arco al momento della scarica assume, specialmente nella parte corticale, una colorazione assai intensa (diversa nei diversi casi) data dalle impurità metalliche contenute nei carboni.

La sezione dell'arco si allarga.

Oltre a ciò si nota un subitaneo allargamento della sezione trasversale dell'arco (specialmente nella parte mediana) e si vedono spesso uscirne fuori come delle protuberanze colorate. Il fenomeno si osserva bene ricorrendo ad una specie di eclisse artificiale, acciaccando cioè l'immagine dell'arco con uno schermo nero che ne riprenda esattamente la forma.

Archi con carboni a miccia.

Queste esperienze riescono, s'intende, soltanto se l'arco è abbastanza lungo ed è alimentato da corrente non molto intensa, in modo da presentare un intervallo di scarica di resistenza non trascurabile.

L'arco si allarga fortemente.

Così con carboni a miccia bisogna tenere l'arco molto lungo e inserire nel circuito dell'arco una resistenza zavorra assai notevole. Allora il fenomeno della scarica è più appariscente che con carboni puri; dalla miccia si vedono partire grossi ciuffi del materiale di cui essa è costituita; l'arco diventa estremamente luminoso e ricco di vapori metallici; inoltre nella parte mediana (a metà distanza tra i due elettrodi) esso si allarga fortemente; e spesso si vedono uscirne fuori come fasci luminosi, colorati della tinta azzurro-violetta caratteristica della scintilla. La cosa è ancor più vistosa quando si adopero carboni a effetto, specialmente quelli così detti « a effetto bianco ».

Con carboni a « effetto » e forti scariche l'arco finisce per spengersi.

L'allargamento dell'arco è tale che finisce per provocarne la rottura; si riesce infatti a regolare le cose in modo (tenendo l'arco molto lungo, alimentandolo con poca corrente e provocandovi scariche intense) da farlo spengere ogni volta che vi avviene una scarica.

(1) Il primo semi-periodo della scarica era in ogni modo quello che aveva la prevalenza, essendo l'autoinduzione del circuito piccolissima rispetto alla capacità.

Il fenomeno deve quasi certamente ascriversi alla forte pressione interna che viene a formarsi improvvisamente dentro l'arco.

L'arco (che già da mie precedenti esperienze ⁽¹⁾ appare quasi come dotato di una certa elasticità, analoga a quella di un solido elastico) si allarga fino ad un certo punto, finchè non si arriva, diciamo così, al limite di rottura; e allora si spenge.

§ 3. Osservazioni globali sulla scintilla dentro l'arco.

A tutta prima sembrerebbe che il fenomeno consistesse in una subitanea trasformazione dell'arco in una specie di arco diciamo così « ultraforzato », molto simile per intensità di corrente, per splendore, per aspetto generale, ad una vera e propria scintilla. Aumentando insomma di un tratto la densità di corrente che attraversa la sezione dell'arco (e aumentando enormemente) questo si trasformerebbe in un qualche cosa che sotto certi aspetti potrebbe ancora dirsi una scintilla.

Ma alcune delle particolarità già riferite mi avevano dato l'impressione che si trattasse invece di vere e proprie scintille che forassero, per così dire, la parte aeriforme dell'arco quasi come se questo fosse un dielettrico.

Per decidere la quistione sono ricorso ad uno specchio girante; l'immagine dell'arco viene ridotta così sullo schermo a due striscie luminose continue, una (corrispondente al carbone positivo) più intensa e più estesa, l'altra (corrispondente al carbone negativo) più ristretta e più debole.

Esperienze con lo specchio girante.

Adoperando carboni senza miccia l'intervallo fra le due striscie luminose appare quasi del tutto oscuro. Orbene, ad ogni scarica si vede apparire sullo schermo una scintilla ben netta, che va assialmente, senza interruzioni, da un carbone all'altro, e che è di aspetto del tutto uguale a quello della scintilla che scocca fra i carboni con l'arco spento. La sezione della scintilla (almeno con carboni puri) è poi sempre piccola rispetto alla sezione dell'arco.

Si tratta proprio di scintille che avvengono dentro l'arco.

Proiettando l'arco ingrandito diverse diecine di volte e ponendo dinanzi all'obiettivo un vetro fortemente colorato si riesce, anche senza lo specchio girante, a vedere la scintilla che scocca dentro l'arco, e in questa maniera anzi se ne possono osservar meglio le varie particolarità.

Particolari aspetti della scintilla dentro l'arco.

Così con carboni senza miccia e con polarità coincidenti si vede che la scintilla, mentre si attacca sempre con un suo estremo alla ristret-

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », serie VII, vol. XXVI, 1923, pp. 73-96; « Nuovo Cimento », Nuova Serie, anno II, 1925, pp. 519-526.

tissima base negativa dell'arco, all'altro estremo (a meno che l'arco sia corto e i carboni molto a punta) non si attacca quasi mai dentro il cratere positivo, ma in qualche punto del carbone esterno ad esso, sebbene molto vicino, producendo, dove batte, uno splendore vivacissimo (superiore a quello del cratere), accompagnato dal lancio di minutissimo materiale.

Con polarità opposte si riesce meno bene a distinguere il percorso della scintilla; si osserva nettamente però che essa non si attacca mai o quasi mai dentro il cratere positivo, ma ancora nelle sue vicinanze (come con polarità coincidenti); e la luminosità che ivi produce è in questo caso ancor più intensa ed estesa, come più intenso è il lancio di materiale.

Se il carbone positivo è a miccia, specialmente se è di quelli così detti a « effetto », la scintilla (in questo caso molto estesa e luminosissima) pare che sia assiale.

Questo diverso comportamento potrebbe forse spiegarsi così: la scintilla segue la parte più conduttrice dell'arco; e la parte più conduttrice, quando i carboni non sono a miccia, è una zona quasi corticale, dove si trovano prevalentemente i vapori metallici, mentre quando i carboni sono a miccia i vapori metallici si trovano in forte quantità anche nelle zone più assiali.

§ 4. Osservazioni spettroscopiche e spettrografiche.

Arco fra carboni senza miccia.

Per le osservazioni spettroscopiche cominciai col proiettare longitudinalmente l'arco sulla fenditura di uno spettroscopio a deviazione costante.

Lo spettro dell'arco, che in assenza di scariche era costituito dai soliti colonnati del carbonio e del cianogeno ⁽¹⁾ e da qualche traccia di righe metalliche del calcio e del sodio confinate nelle immediate vicinanze del negativo, al momento della scarica appariva estremamente ricco di righe metalliche, come, e più ancora, lo spettro di un arco forzato; e si aveva precisamente la comparsa di numerosissime righe prima invisibili ed un rinforzo di quelle preesistenti, rinforzo più notevole per le righe di più alta eccitazione.

Carboni con miccia di magnesio: compare la 4481.

Fra le righe di eccitazione molto elevata che compaiono al momento della scarica va notata la 4481 del magnesio; adottando carboni con miccia di sali di magnesio tale riga compare sempre; e spesso è tanto intensa da essere molto ben visibile anche su fondo continuo, cioè anche esaminando globalmente l'arco allo spettroscopio, senza proiettarlo sulla fenditura.

(1) Secondo alcuni quei colonnati sarebbero del carbonio e dell'azoto.

Ma per esaminare meglio le cose ho fatto numerosissime spettrografie; e le ho ottenute assai agevolmente nel modo che segue:

Esame spettrografico.

Lo spinterometro ausiliare S_2 invece che da due sferette fisse è formato da una sferetta fissa e da una posta alla estremità di una leva isolante, manovrabile, che all'altra estremità porta uno schermo con una piccola finestra f . Le cose sono disposte in modo (come mostra la figura) che la fenditura F dello spettrografo ⁽¹⁾ rimanga scoperta soltanto al momento della scarica.

Usando lastre « super-rapide » Cappelli, che poi sviluppavo a fondo con bagni molto vigorosi, ho potuto ottenere spettrografie ben nitide anche con una sola scintilla; il che mi ha permesso di studiare più agevolmente i particolari del fenomeno.

Spettrografia con una sola scintilla.

Un primo esame globale delle spettrografie conferma la grande ricchezza delle righe metalliche, specialmente di alta eccitazione; sono invece deboli i colonnati del cianogeno e del carbonio.

Grande ricchezza di righe metalliche.

Del resto, confrontando lo spettro della scintilla dentro l'arco con lo spettro dell'arco solo e con quello della scintilla sola, si nota una molto maggiore rassomiglianza con l'ultimo che non col primo. Si può dire che lo spettro della scintilla dentro l'arco è lo spettro di una scintilla luminosissima nel quale compaiono però, benchè deboli, anche quelle righe e quei colonnati che si osservano nell'arco e non nella scintilla; è insomma in qualche modo la sovrapposizione dei due spettri.

Con archi lunghi e con scariche intense, lo spettro di scintilla ha di gran lunga la prevalenza sullo spettro d'arco.

Ma lo spettro della scintilla dentro l'arco è, come ho già accennato, assai più luminoso dello spettro della comune scintilla nell'aria. Anche quelle righe metalliche che non compaiono mai nell'arco, cioè le vere e proprie righe di scintilla, sono generalmente più intense nella scintilla dentro l'arco, che in una scintilla nell'aria, fatta scoccare attraverso gli stessi elettrodi, posti alla stessa distanza. Ciò significa che la scintilla dentro l'arco è, a parità di energia impegnata, di gran lunga più luminosa della scintilla comune. Difatti la distanza esplosiva nell'aria « equivalente » a quella della scintilla dentro l'arco è sempre almeno molte diecine di volte più piccola della distanza fra i carboni.

Spettro molto luminoso e di alta eccitazione.

In altre parole, la differenza di potenziale che si stabilisce fra gli elettrodi dell'arco allo scoccare della scintilla è molto piccola (come mi sono assicurato in vari modi) rispetto alla differenza di potenziale che vi si stabilisce, *coeteris paribus*, ad arco spento. Ed anzi, anche ad arco spento, tale differenza di potenziale è assai mi-

(1) Grande spettrografo a due prismi « Uviol ».

nore quando i carboni sono ancora incandescenti che quando si sono raffreddati.

Si potrebbe dire, insomma, che la scintilla dentro l'arco è una sorgente ad alto rendimento luminoso-spettroscopico.

Esaminando più attentamente le spettrografie si osserva poi che:

Compaiono tutte le righe di scintilla; e spesso compaiono come « righe lunghe ».

1) nello spettro della scintilla dentro l'arco compaiono tutte le righe di scintilla (in particolare la 4481 del magnesio e la 4267 del carbonio, che sono notoriamente righe di altissima eccitazione). Di più, facendo la proiezione alla LOCHYER, cioè proiettando l'arco trasversalmente sulla fenditura dello spettrografo, si osserva che tali righe, mentre nella scintilla comune compaiono come « righe corte », nell'arco attraversato dalla scintilla (benchè più intense in una zona che evidentemente corrisponde alla vera scintilla) appaiono spesso come « righe lunghe », specialmente quando le polarità sono opposte.

Ciò mostra che l'arco al momento della scarica sale ad alto grado di eccitazione anche in zone assai esterne. Esaminando però più attentamente le cose, e precisamente ricorrendo al metodo della stampa fotografica successiva, si vede che vi è una zona, non perfettamente assiale ma abbastanza interna, nella quale compare molto più netto il vero e proprio spettro di scintilla. In altre parole, stampando le spettrografie fin quasi a bruciarle si osserva che in ultimo rimangono come « righe lunghe » soltanto alcune righe di arco; tutto lo spettro di più alta eccitazione appare intenso, cioè, soltanto in una zona ristretta, quella propriamente spettante alla scintilla.

2) Facendo la proiezione longitudinale si osserva che le vere righe di scintilla (esempio caratteristico ne è la 4267 del carbonio) si presentano prevalentemente all'elettrodo che è negativo nel primo impulso della scintilla. Se l'arco è molto lungo e le polarità coincidenti tali righe sono confinate soltanto nelle vicinanze di quell'elettrodo; con polarità opposte esse si estendono invece per buona parte ed anche per tutta la lunghezza dell'arco; sono sempre però in ogni caso più intense all'elettrodo negativo della scintilla, presentano cioè in qualche modo una polarità anormale rispetto all'arco, normale rispetto alla scintilla.

La maggiore estensione (ed anche maggiore intensità) delle righe di alta eccitazione nel caso delle polarità opposte che non in quello delle polarità coincidenti fa riscontro al fatto già esposto al paragrafo 3, che cioè la scintilla è più luminosa nel primo caso che nel secondo; e ciò forse potrebbe spiegarsi così: con polarità opposte il primo impulso della scintilla parte dell'elettrodo più caldo, mentre il contrario avviene con polarità coincidenti.

3) Queste righe di altissima eccitazione (benchè emesse da una zona più estesa) sono talvolta meno intense nella scintilla dentro l'arco che non in una scintilla comune che scocchi tra elettrodi ugualmente distanti; ma se l'arco è lungo ed è alimentato da corrente poco intensa (in modo cioè che la distanza equivalente non sia troppo piccola rispetto alla distanza dei carboni) tali righe sono sempre più intense nel primo caso che nel secondo ⁽¹⁾.

4) Con scariche molto intense, specialmente se le polarità sono opposte, come ho già accennato, la ricchezza dello spettro è grandissima; ma oltre a ciò, in modo particolare se i carboni sono a miccia, si osserva talvolta una zona che con la dispersione data dallo spettrografo da me adoperato appare continua; essa corrisponde evidentemente alla zona occupata dalla scintilla; del resto, come è noto al lettore, questa comparsa di spettro continuo in sorgenti aeriformi ad altissimo grado di eccitazione non è una cosa nuova.

Spesso si osserva una zona di spettro continuo.

Concludendo, dall'esame di queste spettrografie mi sembra che si possa stabilire sicuramente l'alto grado di eccitazione spettroscopica della scintilla dentro l'arco; scintilla molto più luminosa della comune scintilla nell'aria, anche se quest'ultima avviene fra elettrodi ugualmente distanti, cioè con una distanza esplosiva « equivalente » (e quindi con una energia impegnata) di gran lunga maggiore. E si noti che queste scintille dentro l'arco, benchè luminosissime, sono quasi silenziose.

La scintilla dentro l'arco è una sorgente ad altissimo grado di eccitazione.

Ma una sorgente che dà effetti ancora maggiori è quella che passo a descrivere nel paragrafo seguente.

§ 5. Scintilla dentro l'arco immerso in una fiamma di gas illuminante.

Per studiare lo spettro dell'idrogeno nell'arco al momento della scarica cercai innanzi tutto un modo sicuro per ottenere tale spettro anche in archi molto lunghi.

Spettro dell'idrogeno nell'arco.

Ciò si ottiene facilmente ponendo addirittura l'arco elettrico dentro una fiamma di gas illuminante. Un carbone munito di un foro attraverso il quale passa il gas ha la sua estremità 4 o 5 cm. al disotto della punta dell'elettrodo inferiore dell'arco che è posto verticalmente.

Arco dentro la fiamma del gas illuminante.

(1) Di ciò mi sono assicurato al solito con la « stampa fotografica successiva » stampando cioè, fin quasi a bruciarla, una stessa lastra su cui erano fotografati uno sotto l'altro (scorrendo lo chassis lungo la camera dello spettrografo) i due spettri. Mentre lo spettro della scintilla comune spariva completamente, rimaneva ancor visibile tutto lo spettro di alta eccitazione della scintilla nell'arco.

Alimentando l'arco con una differenza di potenziale sufficientemente elevata (almeno 150 volta) si possono ottenere archi piuttosto lunghi nei quali lo spettro regolare dell'idrogeno compare sufficientemente nitido. Esso è formato da righe molto sottili, H_{α} appare abbastanza intensa, mentre H_{β} è appena visibile. Anche con questo metodo la polarità di H_{α} nell'arco (come in mie precedenti esperienze ⁽¹⁾) appare nettamente anomala; la riga è più intensa cioè al positivo che al negativo, anzi se l'arco è lungo non arriva a quest'ultimo elettrodo. Adoprando la stessa disposizione si può far scoccare fra i due carboni, dentro la fiamma, ad arco spento, la scintilla ottenuta come al solito dalla scarica del condensatore. Tanto H_{α} che H_{β} compaiono molto intense ed espanse; con forti scariche H_{β} ha raggiunto talvolta la larghezza di $50 \text{ \AA}$ ⁽²⁾.

Scintilla dentro l'arco immerso nella fiamma.

La polarità di H_{α} e H_{β} nella scintilla dentro la fiamma è quasi perfettamente normale, e ciò è in accordo con le citate esperienze del GREINACHER. Espongo ora brevemente i risultati che si ottengono facendo scoccare la scintilla dentro l'arco immerso nella fiamma del gas illuminante.

Esaminando globalmente il fenomeno con la solita proiezione sullo schermo attraverso il vetro colorato si osserva che:

- 1) la scintilla è luminosissima;
- 2) se l'arco, come spesso avviene, s'incurva, la scintilla si adatta alla curvatura;

La scintilla addeca l'arco.

3) la scintilla spegne l'arco con grandissima facilità;

4) ma con altrettanta facilità la successiva scintilla lo riaccende, anche se questa avviene dopo un lungo intervallo di tempo; e ciò fa pensare che in tali condizioni la scintilla porti subito il negativo ad una temperatura sufficientemente alta per l'adescamento dell'arco;

Le scintille crivellano il cratere dell'arco.

5) allo scoccare delle scintille il cratere positivo (specialmente se le polarità sono opposte) viene ad essere crivellato da tante brillantissime incavature (ciascuna prodotta da una scintilla); e queste incavature, se le scariche sono intense e si seguono rapidamente, finiscono per dare al cratere l'aspetto di un alveare. Il fenomeno aumenta di intensità con l'andare del tempo; e non vedo altro modo di spiegarlo se non ammettendo che il cratere positivo venga in questo modo ad essere portato ad una temperatura elevatissima.

Questo crivellamento del cratere a forma di alveare è più notevole nei carboni a miccia che non in quelli massicci; ma in questi

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », serie VII, vol. XXVI, 1923, pp. 73-96.

⁽²⁾ Tali risultati concordano perfettamente con quelli ottenuti dal prof. POLVANI nella scintilla in atmosfera di idrogeno. (« Nuovo Cimento », 1921, 2° sem.).

ultimi le incavature rimangono parzialmente anche dopo che l'arco si è spento e i carboni si sono raffreddati, mentre nei primi generalmente spariscono quasi del tutto durante il raffreddamento.

6) Dopo che l'arco si è spento e i carboni si sono raffreddati si osserva spesso sul carbone negativo un deposito lucente come di scorie metalliche, se uno dei carboni dell'arco era a miccia, e un deposito lucente di carbone con aspetto di lava, se tutte e due i carboni erano massicci. Anche questo fenomeno ci conferma sempre più nella convinzione che l'arco dentro la fiamma abbia temperatura molto elevata (il che del resto è noto) e che quindi in esso la scintilla si trovi in condizioni particolarmente adatte per elevare ancor più la temperatura del cratere positivo e per produrvi, oltrechè effetti luminosi, anche notevoli effetti meccanici e forse un inizio di fusione.

Inizio di fusione del carbone?

7) Esaminata allo spettroscopio di FUESS al momento che la scintilla scocca la H_{α} appare come una riga molto larga e luminosa (in tutto uguale alla riga prodotta dalla scintilla dentro la fiamma) che si sovrappone alla sottile riga d'arco preesistente; la riga d'arco, al solito, è prevalentemente al positivo dell'arco, la riga di scintilla è prevalentemente al negativo della scintilla ⁽¹⁾.

8) Talvolta mi è sembrato che la riga di scintilla, pur comprendendo nella sua larghezza la riga d'arco, avesse il centro di figura spostato un po' verso le grandi lunghezze d'onda; del resto se ciò fosse non sarebbe che la conferma della grande pressione che viene a formarsi dentro l'arco al momento della scarica ⁽²⁾.

La H_{α} sembra talvolta espansa asimmetricamente verso il rosso.

9) Lo scoccare delle scintille stabilizza molto le righe d'arco dell'idrogeno; tanto che esse permangono, assai più intense del solito, per molto tempo dopo che è avvenuta la scintilla.

La scintilla stabilizza lo spettro dell'idrogeno nell'arco.

In tutte queste esperienze dovendo adoperare lastre sensibili al rosso non ho potuto fare spettrografie con una sola scintilla; ciò mi ha impedito naturalmente di osservare molte particolarità; in ogni modo ho visto bene che sono molto intensi i soliti colonnati del carbonio e del cianogeno (o dell'azoto, che siano); intensissimi poi e molto estesi in altezza sono gli spettri continui dati dai due carboni.

Adoperando lastre pancromatiche e facendo le spettrografie con sette o otto scintille si vedono appena (e confinate proprio al negativo dell'arco) la g del calcio e le D del sodio (righe di bassa eccitazione);

Lo spettro di alta eccitazione è luminosissimo.

⁽¹⁾ Anche H_{β} benchè assai meno luminosa di H_{α} ha un comportamento analogo.

⁽²⁾ Come è noto H_{α} si espande asimmetricamente; ma tale asimmetria, appunto, è opposta a quella qui osservata.

sono un poco più intense, ma ancora deboli e confinate al negativo, le H , K del calcio (righe di media eccitazione); compaiono invece per tutta la lunghezza dell'arco: H_{α} (piuttosto intensa), H_{β} , e la 4267 del carbonio (intensa). Che queste scintille sieno luminosissime e ad alto grado di eccitazione spettroscopica ho potuto assicurarmene con molte spettrografie; particolarmente probativa però è stata una lastra piuttosto debole, sulla quale avevo fatto quattro spettrografie ottenute scorrendo verticalmente lo « chassis » lungo la camera dello spettrografo. Le due spettrografie estreme si riferiscono alla scintilla dentro l'arco immerso nella fiamma; delle due centrali una si riferisce all'arco dentro la fiamma, l'altra alla scintilla dentro la fiamma. L'esposizione delle quattro spettrografie era stata identica, identica la distanza fra gli elettrodi. Orbene, dello spettro della scintilla non si ha traccia alcuna, dello spettro dell'arco compaiono i colonnati e qualche debole riga metallica (D , g , H , K). Dello spettro della scintilla dentro l'arco immerso nella fiamma, invece, oltre a g (debolissima) e ad H , K , compare per quasi tutta la lunghezza dell'arco la 4267 del carbonio, la quale, com'è noto, è riga di altissima eccitazione e mai si trova nello spettro dell'arco comune.

Pisa, Istituto di Fisica della R. Università.

LA RESISTENZA A TRAZIONE DELLA GOMMA VULCANIZZATA

Nota II di R. ARIANO

Sunto. - Nella nota I si è studiato il comportamento a trazione di mescole formate solo da gomma e zolfo, per le quali le variazioni di volume durante la trazione sono praticamente nulle.

Qui si estendono quelle considerazioni alle mescole contenenti ingredienti inorganici; se ne studiano le variazioni di volume anche in rapporto all'effetto JOULE; si esamina l'influenza del grado di vulcanizzazione sui parametri caratteristici della trazione; si dimostra per la funzione che sostituisce il coefficiente di POISSON la indipendenza dal tipo di mescola e dal grado di vulcanizzazione, vale a dire si indica che essa è funzione univoca degli allungamenti; si svolgono alcune considerazioni sui parametri caratteristici e sul loro significato fisico.

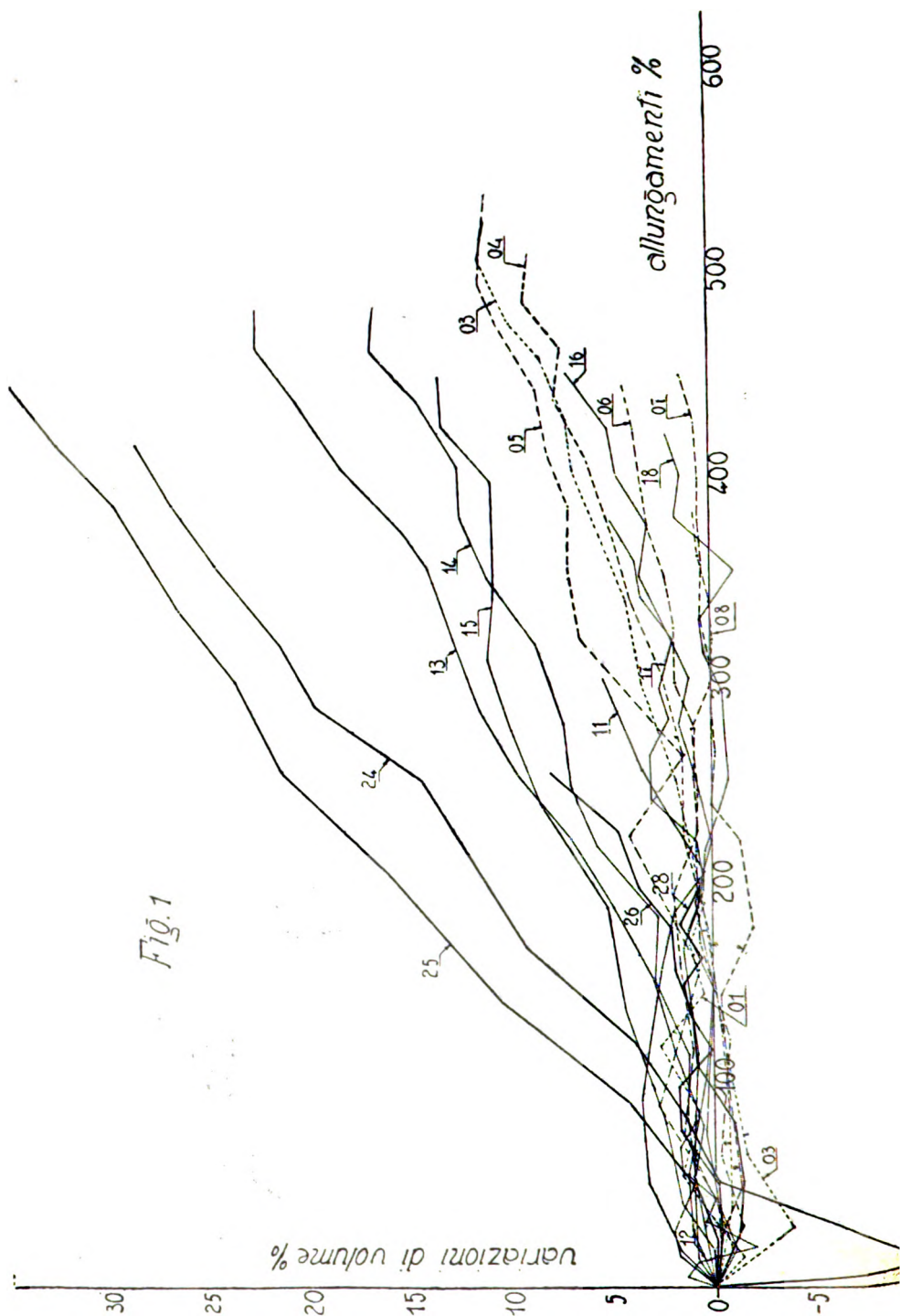
I. Variazioni di volume durante la trazione.

La costanza di volume in base alla quale si sono svolti alcuni ragionamenti nella nota I ⁽¹⁾, vale — come ivi è detto — per mescole formate da gomma e zolfo. Mescole così fatte sono usate solo in casi eccezionali; in genere si aggiungono delle sostanze estranee, organiche o minerali, le quali impartiscono alla gomma le particolari proprietà che sono richieste dall'impiego degli oggetti con essa formati, sostanze che sogliono chiamarsi « ingredienti ».

Di particolare interesse dal punto di vista delle variazioni di volume durante la trazione sono gli ingredienti inorganici, i quali — come è noto — impartiscono alla gomma le proprietà di subire accrescimenti di volume durante la trazione. Questo aumento è funzione del tipo di ingrediente, delle dimensioni dei granuli di questo, della attitudine della gomma a bagnare i granuli stessi e si connette con la formazione di vuoti in prossimità degli ingredienti, fra questi e la pellicola di gomma adiacente, nella direzione di trazione ⁽²⁾.

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », Ottobre - Novembre - Dicembre 1925.

⁽²⁾ Si vedano i lavori di SCHIPPEL e di GREEN nel « Journ. of Ind. and Eng. Chem. » del 1921, 1922, 1923.



Interessandoci l'ordine di grandezza di queste variazioni di volume per le mescole da esaminare dal punto di vista dell'andamento della curva di trazione, abbiamo determinati gli aumenti di volume in funzione degli allungamenti (fig. 1) servendoci del sistema già indicato nella nota I.

Si è scelta una mescola base formata da 100 parti di gomma di piantagione della qualità « Smoked Sheet » e 10 parti (in peso) di zolfo; le curve relative alla mescola base sono contraddistinte con il numero 10 in tutte le figure annesse. A questa mescola si sono aggiunti vari ingredienti nelle quantità corrispondenti a 5, 10 e 20 volumi per 100 volumi di gomma.

Le mescole che se ne ottennero sono state contraddistinte con numeri di due cifre, di cui la 1^a è 0, 1, 2 a seconda che l'ingrediente è aggiunto nella proporzione del 5, 10, 20% rispettivamente; mentre la 2^a cifra contraddistingue l'ingrediente e precisamente 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 corrispondono rispettivamente a ossido di zinco, carbonato di magnesio, carbonato di calcio, caolino, barite, carbone termooattico, gas black, lamp black (¹).

Non descrivo le caratteristiche dei singoli ingredienti (grossezza dei granuli, loro forma, stato della loro superficie ecc.), perchè ciò uscirebbe dal quadro di lavoro propostomi che non è quello di valutare il grado di potere « rinforzante » d'ogni ingrediente. Per lo stesso motivo non si è determinato per ogni mescola l'« optimum » di vulcanizzazione, ma si sono preparate tante piastre quante erano le mescole e si sono vulcanizzate tutte con una stessa durata di vulcanizzazione (3^h15' sotto torchio, usando vapore a 3 atmosfere). Per l'istesso motivo non si è sperimentato dopo qualche giorno dalla preparazione delle piastre, ma circa sei mesi dopo.

Tutto ciò perchè qui interessano le relazioni che intercedono fra i parametri aventi attinenza con la prova di trazione e non i valori assoluti dei parametri stessi.

Il procedimento sperimentale è in tutto simile a quello descritto nella nota I.

L'esame della fig. 1 porta alle seguenti conclusioni:

1) Per un dato ingrediente l'accrescimento di volume aumenta con l'allungamento e col tenore in ingrediente e ciò a partire da un certo allungamento (in genere minore del 100%). Per allungamenti minori v'è in genere, tendenza a diminuzione di volume. La diminuzione è minima e — come può desumersi anche dai dati riportati nella nota 1 — si determina pure nel caso di mescole formate solo da gomma e zolfo.

(¹) Questi tre neri differiscono per il modo di ottenimento.

2) A pari tenori in ingredienti la variazione di volume cresce man mano che si passa dagli ingredienti più rinforzati a quelli che lo sono meno.

3) Per ingredienti nettamente rinforzati le variazioni di volume sono praticamente nulle per tenori bassi.

4) Le variazioni di volume possono raggiungere, usando ingredienti pressochè inerti (es.: barite) e in notevoli quantità (es.: 20% in volume rispetto alla gomma) dei valori notevoli, dell'ordine del 30-40% del volume primitivo.

II. Le variazioni di volume e l'effetto Joule.

Vien logico domandarsi se queste variazioni di volume non si connettono con fenomeni termici, e se v'è pure per questi un'inversione; più precisamente se la contrazione di volume iniziale non si connetta ad un raffreddamento della gomma stirata pochissimo e l'aumento ad un riscaldamento. L'esistenza d'una cosiffatta connessione potrebbe essere utile per ricavarne illazioni sulla struttura della gomma.

Ora è noto che JOULE ha trovato che effettivamente il caucciù vulcanizzato per piccoli stiramenti si riscalda. Non v'è quindi un comportamento anormale della gomma se non in quanto essa consente allungamenti molto più grandi di quelli possibili con altri corpi.

Si osservi l'ordine di grandezza degli allungamenti pei quali si ha inversione nelle variazioni di volume e quello pei quali si ha inversione nelle variazioni termiche.

La mescola 24 accusa diminuzioni di volume per allungamenti da 0 a 50% circa. Per studiare le variazioni termiche si sono preparati dei cilindri della stessa mescola aventi 23 mm. di diametro; si sono scelte dimensioni notevoli pei cilindri perchè l'equilibrio termico con l'ambiente si stabilisca lentamente. Nel cilindro era fissata una pinza termoelettrica formata con due sottili fili di rame e di costantana, a mezzo d'un ago del tipo di quelli usati da ASHMANN per la misura della temperatura nei pneumatici. La pinza era collegata con un potenziometro registratore LEEDS e NORTHRUP.

Stirato il cilindro al 10% si notava una diminuzione di temperatura di circa 1 grado; dopo 4' si portava l'allungamento al 25%, allungamento che si teneva per altri 4 minuti, notando che la temperatura diminuiva ancora, sia pure di pochissimo; allungando il provino fino al 47% si notava una tendenza della temperatura a crescere; portando infine l'allungamento al 70% si notava un aumento di temperatura di poco meno che mezzo grado.

In un'altra prova si sono ottenuti i seguenti risultati: al 20% lieve diminuzione di temperatura; al 46% tendenza lievissima ad un accrescimento; al 70% aumento visibile di temperatura; dopo 8 mi-

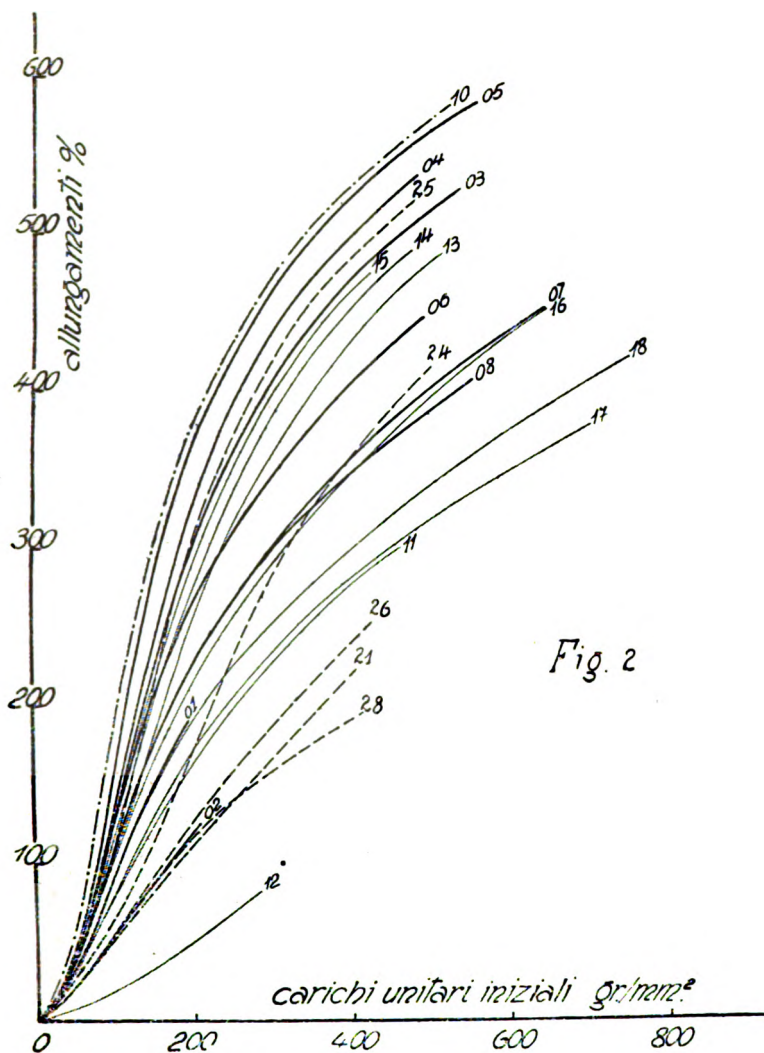
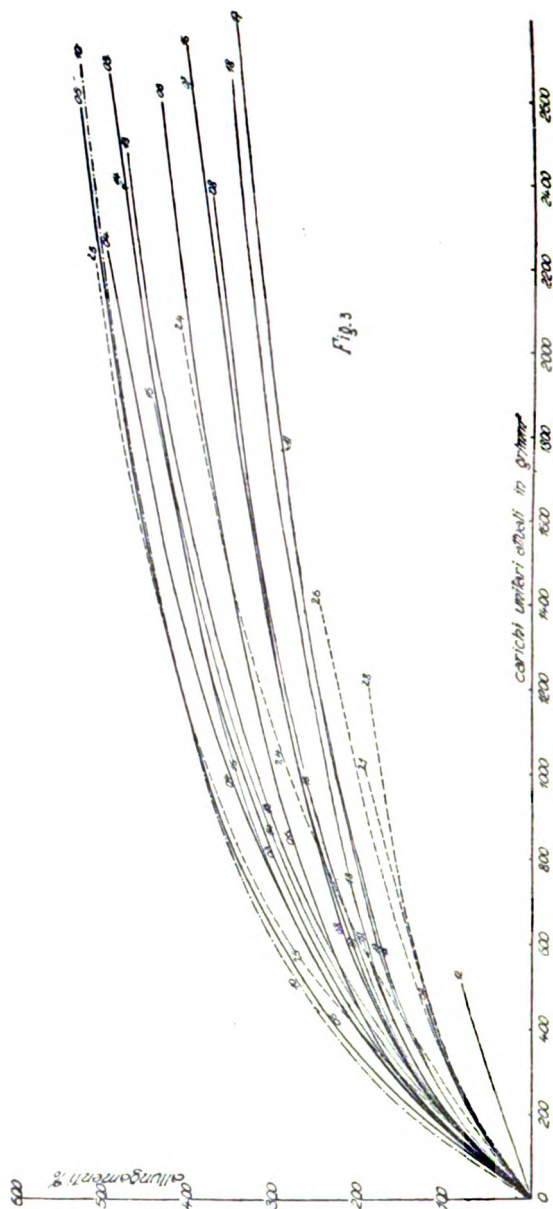


Fig. 2

nuti di permanenza a 70% si riconduceva l'allungamento al 22% e si notava una lieve diminuzione di temperatura nei primi 3 minuti seguito da un accrescimento nei 4 minuti successivi.

Anche nella miscela base gomma-zolfo si è potuto determinare



l'andamento del fenomeno. Si operava con cilindro di 30 mm. di diametro.

La tendenza ad un raffreddamento, d'altronde lievissima, si riscontrava fermandosi successivamente al 14%, 34%, 52%, 64%, 80%; raggiunto il 92% si aveva un accrescimento netto di temperatura (poco più di 1°) e facendo decrescere gli allungamenti, il fenomeno si riproduceva in senso inverso.

III. L'andamento delle curve di trazione per mescole cariche.

Quanto si è avanti detto, consente la previsione della validità delle conclusioni cui si è pervenuti trattando di mescole — gomma-zolfo — per miscele cariche con alcuni ingredienti, mentre pone il problema del comportamento delle mescole restanti. Le figure 2 e 3 mostrano che in tutti i casi l'andamento delle curve è sostanzialmente l'istesso; v'è solo netta tendenza ad un raddrizzamento delle curve stesse, tanto se su uno degli assi sono segnati i carichi attuali, quanto se vi sono segnati i carichi riferiti alla sezione iniziale.

Anche da un punto di vista quantitativo l'accordo è soddisfacente per ciò che è relativo alla curva — carichi attuali-allungamenti — quando si adottino per le due costanti b e c dell'equazione (2) della nota I i valori seguenti (si sono determinate le dette costanti per tutte le mescole con 5% di ingrediente; e per tre ingredienti rinforzanti e due pressochè inerti anche per tenori di 10 e 20% in ingredienti):

Mescola	$-b$	$+c$	$-c/b$
{ 01	+ 4.53	760	167
{ 11	4.2	796	190
{ 21	4.06	1092	267
{ 06	5.72	840	147
{ 16	5.6	980	175
{ 26	5	1362	272
{ 08	5.15	835	162
{ 18	4.8	897	187
{ 28	3.35	832	248
{ 04	7.31	1031	141
{ 14	7.15	1125	157
{ 24	7	1507	215
{ 05	7.46	934	125
{ 15	7.12	1050	148
{ 25	7.7	1050	136

Si può qui osservare, per incidenza, che i valori assoluti di b ~~de-~~ crescono in genere, col crescere del tenore in ingrediente; che l'opposto avviene per c ; che cb , vale a dire l'inclinazione iniziale della curva sull'asse delle y , cresce col tenore in ingrediente. Inoltre gli ingredienti inerti fanno variare di poco il valore di b , mentre quelli rinforzati lo fanno abbassare notevolmente.

Va da sè che le varie mescole nelle buone condizioni di rispettiva vulcanizzazione avrebbero permesso di ricavare pei parametri esaminati dei valori diversi.

Quanto alla curva — carichi iniziali-allungamenti — per le mescole a poca variazione di volume resta valida l'equazione (4) della nota 1. Volendo tener conto della variazione di volume occorre far variare questa equazione.

Per far ciò occorre conoscere la relazione che intercede fra variazione di volume e allungamenti. In prima approssimazione ammetteremo l'esistenza di una dipendenza lineare (ciò non vale solo per gli allungamenti molto bassi).

Si riterrà perciò

$$\Delta V = Ky$$

(ΔV = Variazione di volume in corrispondenza all'allungamento y ; K = costante).

Ne deriva:

$$x = \frac{XS_0}{S} = \frac{S_0 l_{x_0} X(y+1)}{S_0 l_{x_0} + ky}$$

(x = sforzo unitario riferito alla sezione attuale S ;

X = sforzo unitario riferito alla sezione iniziale S_0 ;

l_x e l_{x_0} = distanza attuale ed iniziale fra due punti segnati sul provino), e quindi l'equazione che si cercava è

$$Xx(y+l)S_0 l_{x_0} + bXS_0 l_{x_0}(y+l) + cy(ky + S_0 l_{x_0}) = 0.$$

Vale a dire la curva (Xy) è una curva di 3° ordine, passante per l'origine e munita di flesso ⁽¹⁾.

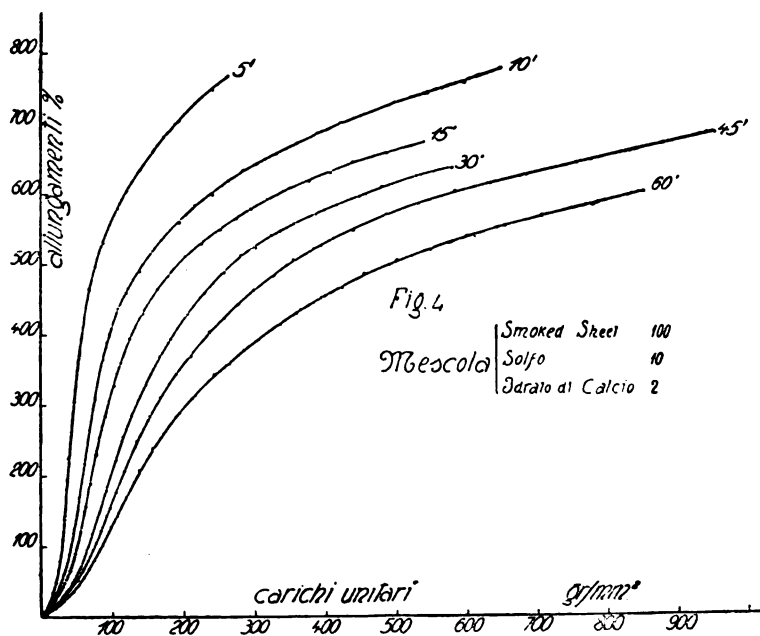
Quanto all'andamento delle curve — contrazioni trasversali-carichi unitari — il loro andamento è quello descritto per le mescole senza ingredienti e perciò non se ne discuterà.

⁽¹⁾ Nella nota I sono incorso in un errore di calcolo, nei riguardi della posizione di questo flesso. Esso non corrisponde per la mescola ivi esaminata a $y = 0.99$, ma ad $y = 2.5$ circa. Il fatto accennato che il flesso in genere corrisponde ad $y = 1$ va inteso nel senso che ivi si inizia in genere il tratto rettilineo della curva di trazione.

IV. Influenza del grado di vulcanizzazione sull'andamento delle curve di trazione.

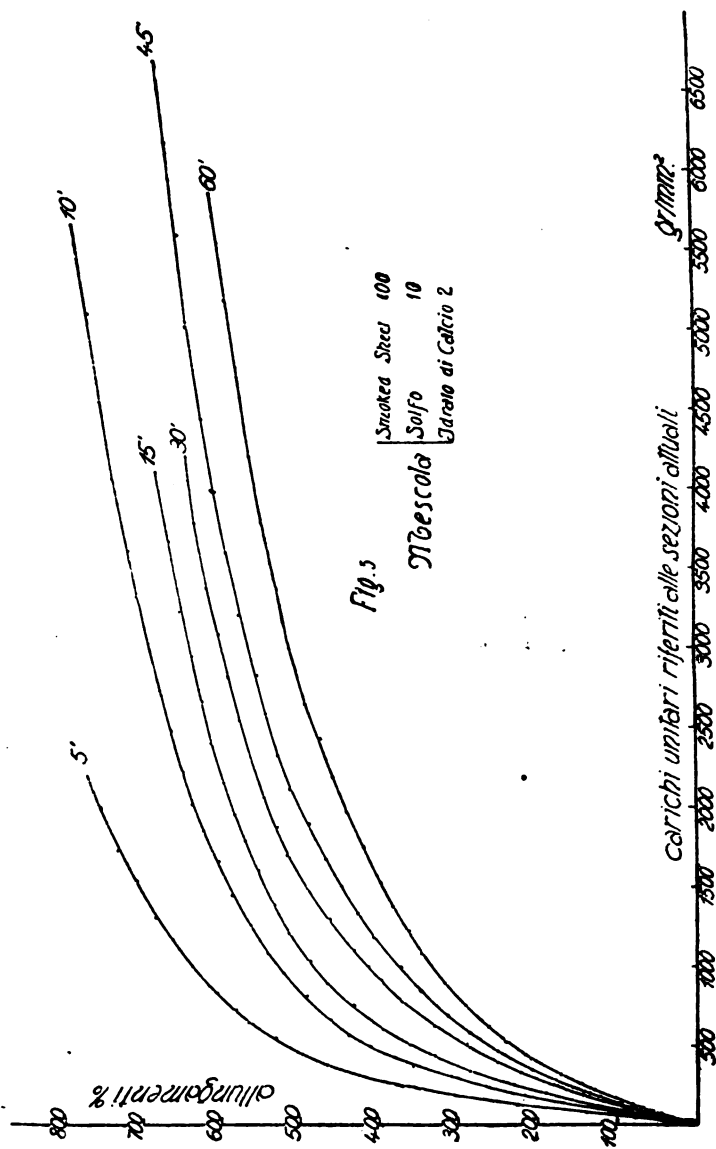
Per lo studio di questa influenza si è presa in esame una miscela formata da 100 parti di gomma (Smoked Sheet), da 10 parti (in peso) di zolfo e 2 parti (sempre in peso) di idrato di calcio, miscela che è particolarmente sensibile a differenze di vulcanizzazione. Le vulcanizzazioni sono state fatte sotto torchio con vapore e durate di 5, 10, 15, 30, 45 e 60'.

In fig. 4 si riportano le curve: carichi unitari riferiti alle sezioni iniziali-allungamenti. Vi si nota che le curve col progredire del



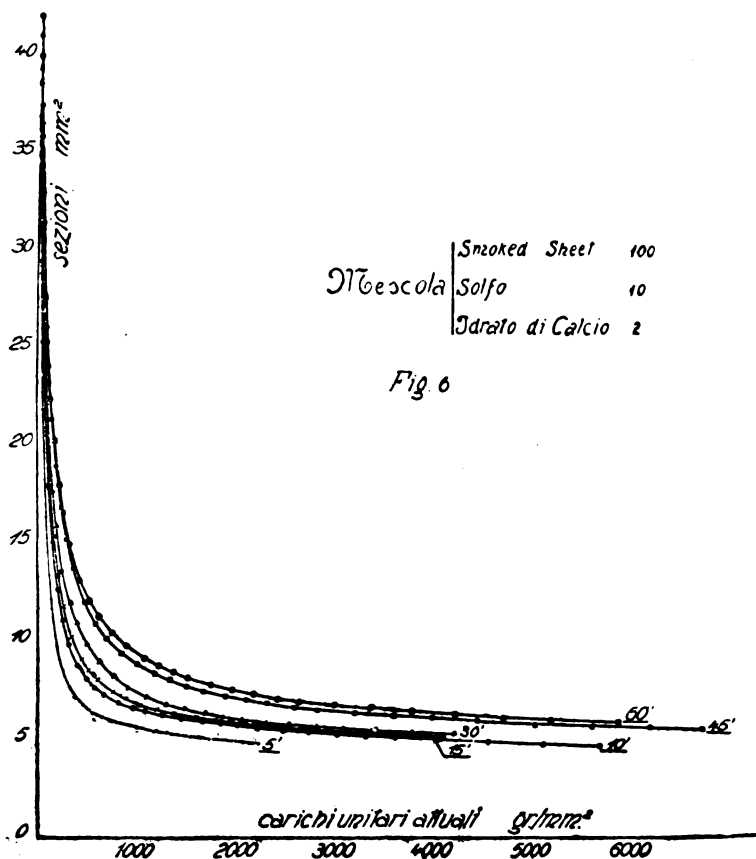
grado di vulcanizzazione (almeno fino ad un certo limite) si avvicinano all'asse dei carichi, vale a dire che a un dato carico corrisponde un allungamento decrescente col crescere del grado di vulcanizzazione, il che è ben noto agli studiosi e ai pratici di gomma. Inoltre si riduce di lunghezza il tratto rettilineo medio della curva di trazione e cresce in ogni punto l'inclinazione del tratto finale sull'asse degli allungamenti col crescere del grado di vulcanizzazione.

In fig. 5 si riportano le curve: carichi unitari attuali-allungamenti. Vi si nota fra l'altro che la curvatura dell'iperbole nella zona media decresce col crescere del grado di vulcanizzazione.



Si è trovato in tutti i casi, per questa mescola, pratica costanza di volume durante la trazione e buon accordo fra i valori sperimentali di x e y e quelli ricavati dalla nota equazione in cui si ponga

Durata di vulcanizzazione	$-b$	c
5'	8.9	384
10'	7.98	473
15'	7.9	680
30'	7.6	817
45'	7.6	1000
60'	7.4	1180



Vale a dire il valore di b , e quindi l'allungamento massimo di rottura, è sensibilmente costante a partire da una vulcanizzazione sufficientemente spinta, mentre il parametro c cresce sempre.

L'esame delle curve di fig. 6 — carichi unitari attuali - sezioni attuali — mostra fra l'altro che la vulcanizzazione influisce principalmente sulla curvatura della zona centrale delle curve stesse. La tabellina seguente indica che v'è accordo fra dati sperimentali e formule ricavate nella nota I, per ciò che è relativo ai valori dei parametri b' e c' che compaiono nell'equazione che connette le contrazioni trasversali con i carichi attuali:

Durata di vulcanizzazione	calcolati da b e c con le formule di pag. 427 della nota I		trovati sperimentalmente	
	b'	c'	b'	c'
5'	— 0.682	59.3	— 0.665	64.7
10'	— 0.664	79.7	— 0.662	111.6
15'	— 0.665	114	— 0.653	119
30'	— 0.659	148	— 0.645	160
45'	— 0.659	173	— 0.646	187
60'	— 0.655	209	— 0.630	209.5

Si noti come i valori di b' sono sensibilmente coincidenti per vulcanizzazioni di durata maggiore di 5', il che s'accorda con una delle precedenti conclusioni.

V. Qualche considerazione teorica.

La relazione

$$xy + bx + cy = 0$$

definisce una corrispondenza proiettiva fra la punteggiata delle x e quella delle y corrispondenti. Perchè questa proiettività non degeneri occorre che b e c siano diversi da zero. È chiaro che ciò ha perfetta corrispondenza col significato fisico di questi parametri.

Si noti pure che avendo la proiettività per punto unito il punto comune ai sostegni delle due punteggiate essa è prospettiva. Il centro di prospettiva — come si verifica facilmente — ha per coordinate $-c$ e $-b$. Questa considerazione permette di ricavare per via grafica con estrema semplicità i valori dei due parametri caratteristici b e c .

Si noti ancora che ogni proiettività essendo individuata da tre coppie di elementi corrispondenti ed essendo nota una coppia (il punto unito, ossia l'origine degli assi coordinati) bastano due altre ad individuarla. Vale a dire teoricamente basta aver determinate due coppie di valori dei carichi unitari attuali e dei corrispondenti allungamenti perchè la curva sia individuata. In pratica sarà naturalmente opportuno determinarne più di due coppie perchè gli errori sperimentali si ripercuotano meno sull'andamento della curva.

Un'altra conclusione da trarre dalla precedente considerazione è che due curve di trazione (con i carichi riferiti alle sezioni attuali) non possono avere — oltre l'origine — più di un punto in comune. Si noterà che alcune delle curve che si riportano in questa nota hanno addirittura dei tratti in comune; ora ciò non inficia quanto si è avanti detto, essendo ovvio che esperienze come queste non possono certo garantire differenze negli allungamenti dell'ordine di $1/2$ o di 1% , e che differenze di questo ordine bastano perchè non vi siano contrasti fra il nostro schema teorico e la realtà.

Vale qui la pena di aggiungere che tutti questi ragionamenti presuppongono una legge costante di trazione, una temperatura costante e in genere l'eguaglianza di tutte le caratteristiche fisiche che non siano tensioni e allungamenti corrispondenti.

Si consideri una seconda relazione (equazione di altra curva)

$$x_1y + b_1x_1 + c_1y = 0.$$

La stessa punteggiata delle y è quindi messa da questa seconda relazione (e anche dalla relativa curva di trazione) in corrispondenza proiettiva colla punteggiata delle x . Ne deriva una corrispondenza proiettiva fra le punteggiate sovrapposte x e x_1 definita da

$$(b - b_1)xx_1 + bc_1x - b_1cx_1 = 0.$$

Ciò val quanto dire che è possibile stabilire una corrispondenza di tipo perfettamente noto ai matematici fra le ascisse di diverse curve di trazione quando per stabilire la corrispondenza in parola si riferiscano fra loro i valori dei carichi unitari a cui corrisponde l'istesso valore degli allungamenti percentuali.

La precedente corrispondenza non sarà mai degenerare, dovendo escludersi, come avanti si è detto, il caso in cui uno dei parametri b e c sia nullo.

Può darsi invece che sia $b = b_1$ vale a dire che a due campioni corrispondano gli stessi allungamenti di rottura. In tal caso la relazione precedente indica che deve essere:

$$\frac{x}{x_1} = \frac{b_1c}{bc_1} = \frac{c}{c_1}$$

Vale a dire « In due gomme aventi gli stessi allungamenti massimi di rottura, devono essere proporzionali i valori dei carichi unitari attuali che determinano gli stessi allungamenti ».

Per un controllo sperimentale di ciò si esaminino le curve 30' e 45' della fig. 5 a cui corrispondono valori eguali di b . Il rapporto fra i valori di c è 1,225 e i rapporti fra i carichi corrispondenti rilevati

dalla figura sono: 1,17; 1,20; 1,24; 1,27; 1,24 per allungamenti di 200 %, 300 %, 400 %, 500 %, 600 % rispettivamente. L'accordo è quindi soddisfacente.

Gli elementi uniti della proiettività sono le soluzioni di

$$(b - b_1)x^2 + (bc_1 - b_1c)x = 0$$

e quindi

$$x = 0 \text{ (origine)}$$

$$x = \frac{bc_1 - b_1c}{b_1 - b}.$$

Ciò porta a concludere che due curve di trazione possono incontrarsi oltre che nell'origine anche in un altro punto.

Di tali incroci in fig. 3 se ne vedono molti.

Naturalmente qui dati teorici e valori sperimentali delle ascisse di questi punti di incrocio sono in relativo accordo (le differenze fra essi possono raggiungere il 25%), ma occorre tener presente che in una relazione come la precedente compaiono quattro parametri determinati tutti sperimentalmente e con sistemi relativamente grossolani di misura, e che al denominatore compare una differenza spesso molto piccola.

Le cose dette per le punteggiate della x sono ripetibili per quelle delle y . Così fra due punteggiate delle y relative a due curve di trazione si può stabilire una corrispondenza proiettiva definita da

$$(c - c_1)yy_1 + b_1cy - bc_1y_1 = 0$$

dove y e y_1 corrispondono ad uno stesso valore di x .

Ne deriva che per $c = c_1$ è

$$\frac{y}{y_1} = \frac{b}{b_1}$$

e che le punteggiate ammettono due punti uniti, di cui uno è l'origine e l'altro corrisponde a

$$y = \frac{b_1c - bc_1}{c_1 - c}.$$

Per verifica si noti che i valori dei punti uniti x e y trovati soddisfano l'equazione delle due coniche corrispondenti alle due proiettività; il che deve essere perchè essi sono le coordinate del loro punto d'intersezione.

Si desume ancora dalle precedenti conclusioni che per $b = b_1$ o per $c = c_1$ due curve non si incontrano al finito; e poichè, come si è visto in precedenza, le b corrispondenti a progressive vulcanizzazioni

di una data mescola sono di poco diverse, mentre le c sono, in genere, sensibilmente diverse, i valori di x corrispondenti all'incrocio di queste curve progressive, sono molto alti, cioè le curve non si incontrano — come praticamente avviene.

Queste conferme — qualitative e quantitative — della validità della legge iperbolica per l'equazione della curva di trazione con riferimento ai carichi unitari attuali, non hanno naturalmente la pretesa di indicare che questa legge iperbolica è vera — chè la « verità » è probabilmente più complessa dei nostri schemi — ma sono accennate per indicare che essa sembra in prima approssimazione una rappresentazione accettabile della realtà. Perchè l'ipotesi acquisti maggior valore occorre dimostrarne la utilità. Ciò verrà messo in evidenza trattando del coefficiente di Poisson, ma vale la pena di indicare qualche previsione algebrica, cui si è portati, se la legge stessa si ritiene generale.

Altra volta si è richiamata l'attenzione sulla diversità del comportamento della gomma (corpo allo stato iniziale in condizioni « non cristalline ») e dei metalli (sostanze risultanti dall'insieme di individui « cristallini ») e si è cercato di dare spiegazione di questa differenza a mezzo di considerazioni fisiche, rese logiche da vari risultati di diversi sperimentatori. Va posta qui la questione: vi sono differenze algebriche verificabili sperimentalmente che permettano di individuare la differenza in parola? E inoltre se cosifatte differenze vi sono, quale legge ne deriva?

È quanto si esaminerà qui, ricordando che la differenza è da ricercare nella concavità per la gomma rivolta all'asse dei carichi, e nei metalli — quando è percettibile — rivolta a quella degli allungamenti.

Si osservi che dalle nostre equazioni risulta:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{bc}{(y+b)^2}$$

$$\frac{d^2x}{dy^2} = \frac{2bc}{(y+b)^3}.$$

Ora in ogni caso $\frac{dx}{dy}$ deve essere maggiore di zero, non essendovi fra i fenomeni studiati alcuno che si manifesti a mezzo di una diminuzione degli allungamenti col crescere dei carichi o viceversa. Ne deriva che la legge iperbolica trascina come sua natural conseguenza segni opposti per i parametri b e c .

Vanno esaminati quindi i due casi:

- a) $b < 0, \quad c > 0,$
 a') $b > 0, \quad c < 0.$

Nel caso a) — che è quello valido per la gomma — dalla relazione

$$x = \frac{-cy}{b+y}$$

non potendo per $y > 0$ essere $x < 0$ (per ovvia ragione sperimentale) deve essere $|b| > y$.

Ne deriva — come si è notato altra volta — che il coefficiente di dilatazione a rottura non può superare il valore b ; cioè « per la gomma il parametro caratteristico della rottura a trazione è l'allungamento di rottura, inteso come il massimo allungamento ottenibile ».

Nessuna conclusione simile si può ricavare dall'altra relazione

$$y = \frac{-bx}{x+c}$$

a cagione dei segni di b e di c , e per quanto si riferisce alla prova di trazione.

Nel caso a') dalla espressione di y , avanti riportata, si ricava che c è il valore massimo di y possibile; da ciò inoltre deriva che

$$\frac{d^2x}{dy^2} < 0$$

vale a dire la curva rivolge la concavità all'asse degli allungamenti. Quindi per « corpi del tipo dei metalli il parametro caratteristico della rottura a trazione è il carico di rottura, inteso come il massimo carico ottenibile ».

Questa previsione, connessa con le precedenti discussioni fra Scienziati, sull'argomento del parametro proprio alla rottura e di cui si fa cenno anche nei libri scolastici di Scienza delle Costruzioni, mostra in modo innegabile che l'assunzione della curva di trazione come curva iperbolica, ha conseguenze relativamente all'indirizzo per ulteriori ricerche di indubbio interesse.

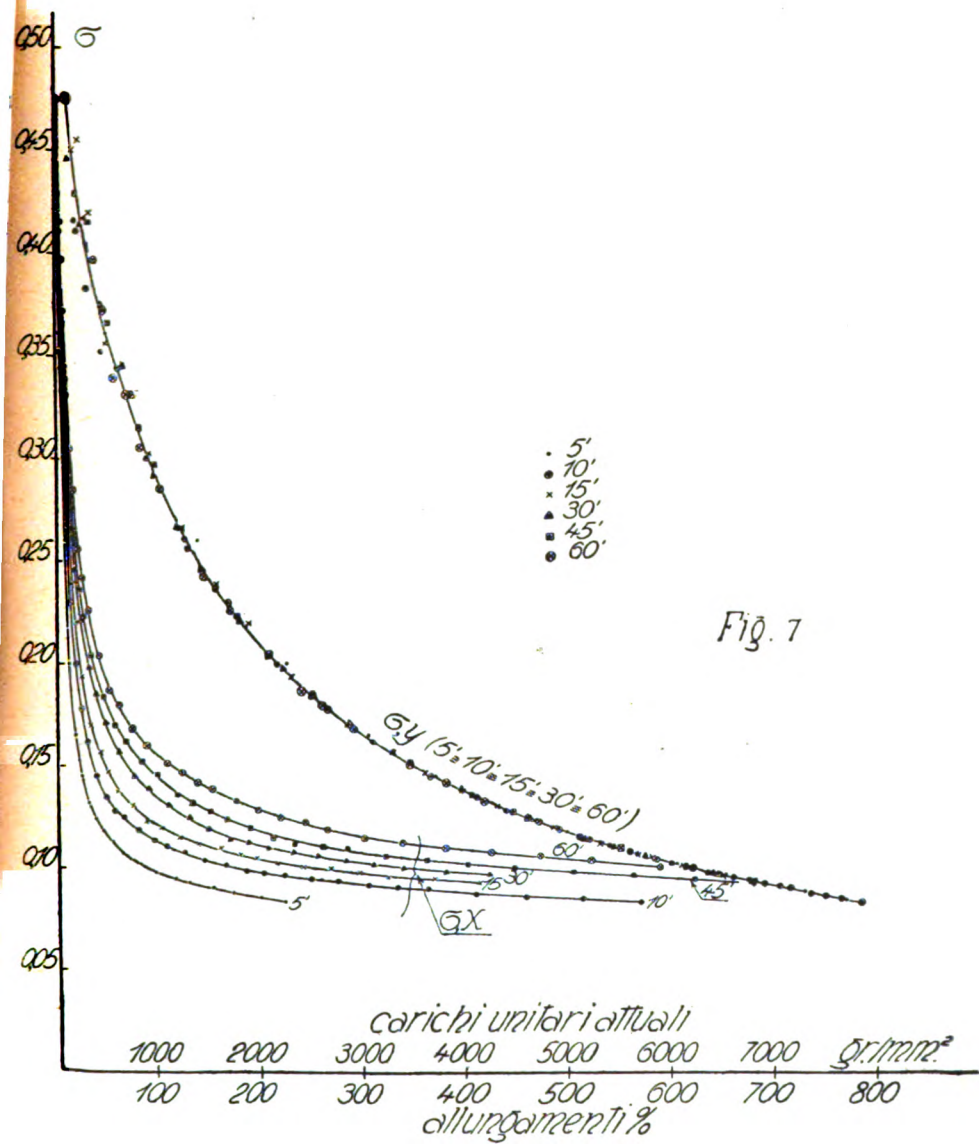
VI. La funzione σ .

Dalla costanza di volume durante la trazione si ricava un'importante relazione per il rapporto: $\frac{\text{coeff. di contrazione trasversale}}{\text{coeff. di dilatazione longitudinale}}$. Infatti:

$$\sigma = \frac{l_{y_0} - l_y}{l_{y_0}} \cdot \frac{l_x - l_{x_0}}{l_{x_0}}.$$

D'altra parte la costanza di volume porta a

$$l_{y_0}^3 l_{x_0} = l_y^3 l_x = v.$$



Quindi

$$l_x = \frac{v}{l_y^2}$$

$$l_{x_0} = \frac{v}{l_{y_0}^2}$$

(v = volume costante) e

$$\sigma = \frac{(l_{y_0} - l_y) \frac{1}{l_{y_0}}}{l_{y_0} \left(\frac{1}{l_y^2} - \frac{1}{l_{y_0}^2} \right)} = \frac{l_y^2}{l_{y_0} + l_y}.$$

Vale a dire la relazione fra σ e l_y (e quindi fra σ e l_x ossia fra σ e y) è una relazione a coefficienti costanti, indipendenti dal tipo di me-

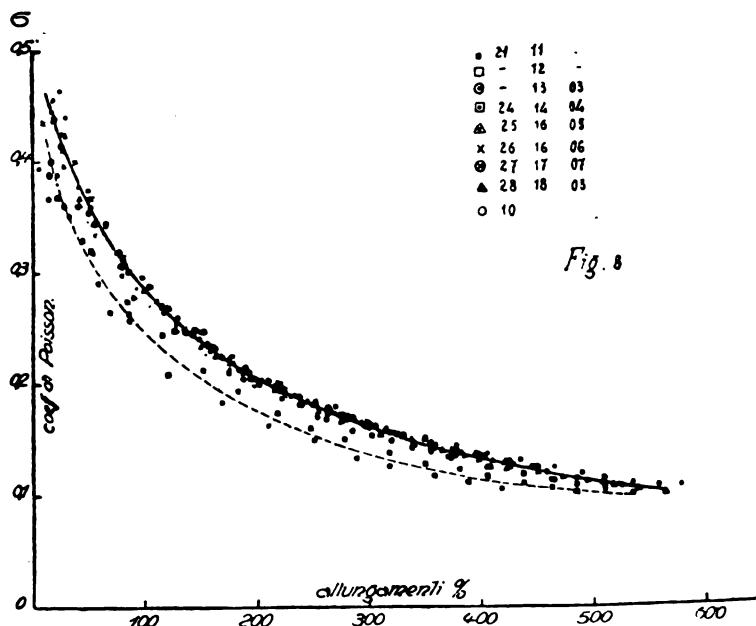


Fig. 8

scola, dal grado di vulcanizzazione ecc., purché il volume sia costante.

È questa una conclusione che si accorda perfettamente con i risultati sperimentali (si veda fig. 7) ⁽¹⁾.

Si noti che — come mostra la fig. 8 — ciò è vero con larga approssimazione anche per le mescole cariche esaminate.

⁽¹⁾ Si confronti pure la fig. 5 della nota 1 (e la tabella 1) con la fig. 7. Si noti che nella detta fig. 5 per errore di stampa sono state scambiate le notazioni σ , x e σ , y .

Ciò porta ad altre relazioni fra le costanti b e c , b' e c' . Infatti la formula (6) della nota I:

$$\sigma = \frac{b'c}{y(c' - c) + bc'}$$

deve avere — dopo quello che si è sopra detto — dei coefficienti che sono delle costanti assolute. Ora la stessa formula può scriversi:

$$\frac{(c' - c)}{b'c} \sigma y - \frac{bc'}{b'c} \sigma = 1.$$

Quindi devono essere costanti assolute (quando il volume è sensibilmente costante durante la trazione)

$$\frac{c' - c}{b'c}$$

e

$$\frac{bc'}{b'c}.$$

Del secondo rapporto si è già visto nella I nota che esso è uguale a 2; quanto al 1° rapporto si noti che esso è per la mescola Slab + 8 di zolfo, di cui in nota I, 1,25 per la mescola con 2 % di idrato di calcio:

vulcanizzazione	5'	(valori sperimentali di b' e c')	1.25
»	10'	»	1.15
»	15'	»	1.26
»	30'	»	1.28
»	45'	»	1.26
»	60'	»	1.3

L'accordo fra previsioni ed esperienza è quindi soddisfacente.

Laboratorio Tecnologico, Società Italiana Pirelli.

18 gennaio 1927.

SULLE NUOVE STATISTICHE

Nota di A. CARRELLI

Sunto. - Nella presente Nota si mostra come, nota la distribuzione dell'energia raggiante, è possibile ricavare la legge di distribuzione dell'energia fra gli elettroni contenuti in un involucro secondo la statistica di FERMI, e ciò con un procedimento analogo a quello seguito da EHRENFEST ed EINSTEIN, in cui invece si ricerca la distribuzione dell'energia raggiante, nota quella del gas elettronico secondo la meccanica statistica di BOLTZMANN.

Le recenti ricerche teoriche hanno mostrato che la meccanica statistica fondata da BOLTZMANN non può accettarsi incondizionatamente in tutti i casi perchè porta a risultati che non sono in accordo con i principi fondamentali della teoria fisica moderna, derivati dalla concezione quantistica. Se quindi essa si mostra soddisfacente in un esteso campo di applicazione, poichè i risultati sperimentali sono in accordo con le deduzioni, che da essa si traggono, sono da prevedersi deviazioni dall'andamento teorico quando si hanno condizioni, per le quali acquistano grande importanza le particolarità caratteristiche della teoria quantistica, per es. quando si studiano fenomeni alle basse temperature. Questa statistica dunque, detta anche *naturale*, è da sostituire con altre basate su principi diversi, e le ricerche teoriche iniziate da BOSE ⁽¹⁾ rapidamente sviluppatesi in questo campo, hanno dato origine a due nuovi tipi distinti; una di queste nuove statistiche, fondate da BOSE e sviluppata da EINSTEIN ⁽²⁾, è caratteristica della radiazione nera e sembra che debba applicarsi esclusivamente ad essa, l'altra fondata da FERMI ⁽³⁾, quindi trattata da DIRAC ⁽⁴⁾ e PAULI ⁽⁵⁾, si presenta con altre particolarità e pare che debba invece applicarsi alle particelle materiali. La prima di queste statistiche porta alla legge di

⁽¹⁾ BOSE, « Zeit. für Phys. », 26, 178, 27, 384.

⁽²⁾ « Sitz. Berich. Preuss. Ak. Wiss. », 1924-1925.

⁽³⁾ FERMI, « Zeit. für Phys. », 36, 902.

⁽⁴⁾ DIRAC, « Proc. of the Roy. Soc. », 112, 661.

⁽⁵⁾ PAULI, « Zeit. für Phys. », 41, 91.

PLANCK, l'altra ad una distribuzione dell'energia fra le molecole di un gas distinta dalla legge di MAXWELL e ad una speciale equazione di stato. Questa statistica della materia è stata dedotta in diversi modi, e recentemente da ORNSTEIN e KRAMERS ⁽¹⁾ mediante considerazioni analoghe a quella della teoria cinetica delle reazioni ed introdotte per la prima volta da EINSTEIN ⁽²⁾ per la deduzione della legge di PLANCK, ricavata in base all'equilibrio esistente fra i quanti di luce e gli atomi materiali. Questo tipo di deduzione proposto da ORNSTEIN e KRAMERS presenta il vantaggio di una maggiore semplicità e mette in evidenza in modo molto semplice il carattere che distingue la statistica di FERMI da quella di BOSE. Il carattere distintivo sarebbe il seguente: se una particella materiale si trova in un determinato stato energetico individuato da un certo gruppo di numeri quantistici, nessun'altro può trovarsi nello stesso stato (principio di esclusione di PAULI).

Noi in questa Nota mostreremo come possa ricercarsi la legge di distribuzione dell'energia fra gli elettroni contenuti in un involucro, legge che è diversa da quella di MAXWELL fondata sulla meccanica statistica di BOLTZMANN, con un procedimento analogo a quello seguito da EINSTEIN e EHRENFEST ⁽³⁾, in cui si cerca invece la distribuzione della energia raggiante in un involucro contenente gas elettronico ma con legge di distribuzione maxwelliana. Noi considereremo un involucro chiuso a temperatura T contenente radiazione nera e gas elettronico, ammettendo la legge di distribuzione quantistica della energia raggiante voluta dalla legge di PLANCK, e dedurremo la legge di distribuzione per il gas elettronico. Si applicherà lo stesso metodo seguito da EINSTEIN e EHRENFEST, ma seguendo il cammino inverso, supponendo cioè nota la distribuzione dell'energia raggiante e ricercando quella della materia. In tal modo si cercherà di porre nettamente in evidenza il carattere corpuscolare della radiazione e il carattere ondulatorio del moto elettronico in modo da avvalorare la duplicità che ora si riscontra nella trattazione dei problemi fisici, di poter considerare cioè sia la materia che la radiazione da due punti di vista corpuscolare e ondulatorio.

Per procedere alla deduzione su esposta, riporteremo, primo di ogni altro, la deduzione di ORNSTEIN e KRAMERS.

Questi AA. per giungere alla distribuzione di FERMI, che dà come

⁽¹⁾ ORNSTEIN e KRAMERS, « Zeit. für Phys. », 42, 481.

⁽²⁾ EINSTEIN, « Phys. Zeit. », 18, 121.

⁽³⁾ EINSTEIN e EHRENFEST, « Zeit. für Phys. », 19, 301.

probabilità che una molecola si trovi nello stato energetico ϵ_k , l'espressione

$$n = \frac{1}{e^{\alpha + \frac{\epsilon_k}{kT}} + 1},$$

considerano due molecole una in uno stato k , l'altra in uno stato l , ed indicano la probabilità a priori di un passaggio da questi stati negli stati k' e l' , con A . La probabilità di tale passaggio secondo questi AA. è allora

$$A(1 - n_{k'})(1 - n_{l'})n_k n_l.$$

Nell'espressione scritta compaiono i fattori $(1 - n_{k'})$ e $(1 - n_{l'})$ perchè se le due molecole si trovano negli stati k e l , negli stati k' e l' non devono trovarsi altre molecole (ipotesi della esclusione). La probabilità del passaggio inverso $k'l' \rightarrow kl$ è data analogamente da

$$A'(1 - n_k)(1 - n_l)n_{k'} n_{l'}.$$

Uguagliando le due espressioni nell'ipotesi che $A = A'$ si ha, tenuto conto che

$$\epsilon_{k'} + \epsilon_{l'} = \epsilon_k + \epsilon_l,$$

la relazione

$$\frac{n_k}{1 - n_k} = e^{-\alpha - \frac{\epsilon_k}{kT}}$$

cioè la legge di distribuzione di FERMI.

Secondo gli stessi AA. il ragionamento di EINSTEIN per la deduzione di PLANCK resta anche modificato perchè in luogo della relazione

$$n_k(A + B\rho_\nu) = n_l B\rho_\nu$$

compare l'altra

$$n_k(1 - n_l)(A + B\rho_\nu) = n_l(1 - n_k)B\rho_\nu.$$

Si è riportato questo procedimento perchè lo si applicherà in seguito. Noteremo per ora che se $A + B\rho$ rappresenta la probabilità che le molecole, passando da uno stato d'energia ϵ_k allo stato d'energia ϵ_l ($\epsilon_k > \epsilon_l$), emettano l'energia $\epsilon_k - \epsilon_l = h\nu$, $n_k(1 - n_l)$ rappresenta la probabilità n_k che si abbia una molecola nello stato n diminuita della probabilità $n_k n_l$ che si trovi contemporaneamente una molecola nello stato l .

2. Posto ciò vediamo quale è il problema trattato da EINSTEIN e EHRENFEST. In un involucro v'è radiazione nera e gas elettronico in equilibrio con distribuzione maxwelliana delle velocità.

Quali processi si devono immaginare nell'involucro e con quale probabilità questi processi si effettuano perchè la distribuzione dell'energia raggiante sia quella data dalla formula di PLANCK? Essi sono i seguenti: su di un elettrone che possiede energia cinetica ϵ_k incide un quanto $h\nu$, ne riparte un quanto $h\nu'$ mentre l'energia cinetica ha assunto il valore ϵ_l (effetto COMPTON); per tali processi vale il principio di conservazione dell'impulso-energia (esperienze di BOTHE e GEIGER).

Supponendo $\epsilon_l > \epsilon_k$ la probabilità che avvenga un tale evento, indicando con n_k il numero di elettroni d'energia ϵ_k e n_l quelli di energia ϵ_l , è data secondo EINSTEIN e EHRENFEST da

$$n_k B' \rho_{\nu'} (A + B \rho_{\nu}),$$

e la probabilità del processo inverso

$$\epsilon_l, h\nu' \rightarrow \epsilon_k, h\nu,$$

da

$$n_l B \rho_{\nu} (A' + B' \rho_{\nu'}).$$

Queste ipotesi portano ad un valore di ρ_{ν} o di $\rho_{\nu'}$, densità dell'energia raggiante, quale è quello richiesto dalla legge di PLANCK.

Se questo è dunque il procedimento per la deduzione della distribuzione dell'energia raggiante, per dedurre invece la legge di distribuzione delle velocità elettroniche, seguendo il concetto di voler considerare la radiazione come costituita da corpuscoli (quanti di luce) e il gas elettronico come ondulazioni, dobbiamo ragionare alla maniera seguente: in un involucro a temperatura T v'è un certo numero di corpuscoli, i quanti di luce, che possiedono l'energia E distribuita secondo la legge di PLANCK, che supporremo dedotta mediante il procedimento di BOSE che è indipendente da queste considerazioni. Si ha cioè che la probabilità dell'esistenza di un quanto E è data da

$$N = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} - 1}.$$

Nell'involucro vi è inoltre gas elettronico, e noi avendo considerato la radiazione come a struttura corpuscolare, sostituiamo al concetto dell'elettrone punto, l'onda connessa con il moto dell'elettrone secondo la concezione di DE BROGLIE-SCHRÖDINGER.

Gli elettroni sono quindi sostituiti dalle onde ψ

$$\psi \propto e^{\frac{2\pi i}{h} \left[h\nu t - \frac{h\sqrt{v^2 - v_0^2}}{c} (xx + \beta y + \gamma z) \right]}$$

dove $h\nu$ è uguale all'energia cinetica ϵ dell'elettrone e $\frac{h\sqrt{v^2 - v_0^2}}{c} \alpha, \dots$ alle componenti dell'impulso. L'equilibrio esistente fra radiazione nera e gas elettronico si può tradurre nell'equilibrio esistente fra i corpuscoli energetici, quanti di luce, e le onde ψ rappresentanti gli elettroni. Volendo fissare il senso di tale espressione, può dirsi che un quanto di luce E s'incontra con una di queste onde ψ e dopo l'urto si ha conseguentemente che l'energia del quanto è E' e contemporaneamente si osserva una modificazione nella frequenza dell'onda ψ ⁽¹⁾. Se ν_k è la frequenza prima del processo, ν_l dopo il processo, frequenze che sono connesse all'energia mediante le relazioni

$$h\nu_k = \epsilon_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta_k^2}}, \dots,$$

perchè si abbia il passaggio del quanto E nel quanto E' , risultando soddisfatta la condizione

$$E + h\nu_k = E' + h\nu_l,$$

si ha una certa probabilità che dipende sia dall'esistenza del quanto E sia dall'esistenza del quanto E' , e ciò analogamente a quanto è stato ammesso per il passaggio di una molecola dallo stato k allo stato l .

Ma è da notare però che in questo caso l'esistenza di un quanto E' ha un'azione diversa sulla probabilità di passaggio di un quanto E in un quanto E' . Infatti poichè la presenza di una certa densità d'energia raggiante può produrre l'emissione d'energia raggiante della stessa frequenza per effetto dei processi di emissione indotta considerati per la prima volta da EINSTEIN, noi porremo come fattore della probabilità di passaggio di un quanto E nel quanto E' l'espressione

$$(1) \quad N(1 + N').$$

Per la produzione di un'onda ψ connessa con il moto di un elettrone analogamente a quanto si ammette nella teoria dell'emissione delle onde elettromagnetiche, consideriamo una certa probabilità spontanea a , ammettiamo cioè che un quanto d'energia E abbia una certa probabilità di passare nel quanto E' , con la produzione di un'onda ψ , il che equivale ad un urto di un quanto con un elettrone in quiete. Inoltre per il passaggio inverso, passaggio del quanto E' nel quanto E ($E > E'$) con l'assorbimento di un'onda ψ vi sarà una certa probabilità b che sarà proporzionale alla densità n delle onde ψ . Ma

(1) SCHRÖDINGER, « Ann. der Phys. », 82, 2, 1927.

sempre analogamente al caso elettromagnetico è d'ammettere che nel passaggio $E \rightarrow E'$ si abbia anche una certa probabilità indotta, che cioè un quanto possa passare in uno stato d'energia minore anche in virtù della densità n delle onde di frequenza uguale a quella prodotta per il suddetto passaggio. Ammettendo particolarmente che tale probabilità di passaggio $E \rightarrow E'$ sia data nel complesso da

$$(1') \quad a - bn_\nu,$$

saremo in grado di giungere ad una formula per n in accordo colla distribuzione di FERMI. Infatti il numero di quanti che nell'unità di tempo passa dallo stato E nello stato E' con la variazione contemporanea della frequenza delle onde ψ , analogamente a quanto pongono EINSTEIN e EHRENFEST, sarà proporzionale a

$$N(1 + N')(a - bn_\nu)b'n_{\nu'},$$

e per il processo inverso si avrà

$$N'(1 + N)(a' - bn_{\nu'})bn_\nu$$

ma dalla legge di PLANCK

$$\frac{N}{1 + N'} = e^{-\frac{E}{kT}}, \quad \frac{N'}{1 + N} = e^{-\frac{E'}{kT}},$$

quindi uguagliando le due espressioni queste si possono scrivere

$$e^{-\frac{E}{kT}} \frac{b'n_{\nu'}}{a' - b'n_{\nu'}} = e^{-\frac{E'}{kT}} \frac{bn_\nu}{a - bn_\nu}$$

e poichè

$$E + h\nu = E' + h\nu',$$

si ha ancora

$$e^{-\frac{h\nu'}{kT}} \frac{b'n_{\nu'}}{a' - b'n_{\nu'}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \frac{bn_\nu}{a - bn_\nu} = \text{cost} = e^\epsilon$$

da cui

$$n_\nu = \frac{a}{b} \frac{1}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} + 1}$$

ed essendo $h\nu = \epsilon$ si ha una legge per n_ϵ in accordo con la distribuzione di FERMI.

Vediamo ora più particolarmente che cosa significhino le ammissioni (1). Il significato della (1) è il seguente: se la probabilità dell'esistenza di un quanto E è N e quella di un quanto E' è N' , la pro-

babilità del passaggio $E \rightarrow E'$ è proporzionale ad N , aumentata della probabilità composta NN' che vi siano contemporaneamente quanti E e E' ; cioè si fa l'ammissione opposta a quella fatta per il passaggio di una molecola dallo stato E nello stato E' . La seconda ammissione (1') ha invece il significato seguente: la probabilità che venga prodotta un'onda ψ di frequenza ν e che cioè si abbia nell'involucro un elettrone di energia cinetica $\epsilon = h\nu$, diminuisce con l'ammontare della densità n_e di queste onde, e cioè del numero di elettroni che hanno tale energia cinetica, mentre nel caso delle onde elettromagnetiche la presenza di queste facilita l'emissione di onde della stessa frequenza.

Si vede quindi col ragionamento su esposto quale aspetto può prendere il principio di sovrapposibilità della radiazione e il principio di esclusione della materia; considerando cioè il problema dal punto di vista seguito in questa nota si vede dunque come questi due principi si traducono l'uno in un'azione di accitazione, l'altro in un'azione di impedimento nella produzione dei due diversi tipi di onde, quelle elettromagnetiche, e quelle ψ , che secondo la concezione moderna rappresentano la materia.

LE FORZE ELETTROMOTRICI NELLA TEORIA DINAMICA DELL'ELETTROMAGNETISMO

Nota di GIORGINA MADIA ⁽¹⁾

Sunto. - *Uso delle equazioni dinamiche di LAGRANGE per la deduzione delle forze elettromagnetiche. - Discussione delle ipotesi che stanno a base del ragionamento di MAXWELL. - Si perviene alla conclusione che la legge delle forze elettromotrici indotte e le equazioni generali del campo elettromagnetico possono ricavarsi facendo uso del solo principio dell'energia, senza intervento delle formole di LAGRANGE.*

Quando MAXWELL costruì la teoria dinamica dell'elettromagnetismo, aveva in vista la finalità di poter arrivare ultimamente a spiegare i fenomeni elettrici e magnetici, per mezzo di un meccanismo nascosto dotato di proprietà analoghe a quelle dei meccanismi materiali. Oggigiorno questa finalità è tramontata. I risultati della teoria di MAXWELL oltrepassarono le previsioni e in luogo di una spiegazione meccanico-cinetica dei fenomeni elettrici si è poi ottenuta una spiegazione elettromagnetica dei fenomeni meccanici: anche la proprietà meccanica primordiale della materia, l'inerzia, è stata spiegata per mezzo di fatti elettromagnetici. Quindi non si potrebbe, senza ricadere in circolo vizioso, proporsi di cercare una spiegazione meccanica del campo elettromagnetico.

Con questo, lo schema inimitabile sviluppato da MAXWELL nei suoi capitoli: « Teoria dinamica dell'elettromagnetismo », « Teoria dei circuiti elettrici », « Esplorazione del campo per mezzo di un circuito secondario » ⁽²⁾, perde molto del suo interesse; e gli autori moderni non lo considerano più, come facevano i successori immediati di MAXWELL, quale la parte più importante nell'opera del fisico inglese. Resta però la questione aperta, se lo schema medesimo debba esser considerato come una costruzione elegante e geniale, ma interamente sorpassata, oppure se conservi ancora un interesse pratico che consigli di tenerlo presente per valersene ancora nelle applicazioni.

⁽¹⁾ Dagli Atti della Pontificia Accademia delle Scienze Nuovi Lincei, anno LXXX, sessione III, 20 febbraio 1927.

⁽²⁾ MAXWELL, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, vol. II, parte IV, cap. VI, VII, VIII.

Le applicazioni eventuali a cui potrebbe servire oggi giorno la teoria dinamica potrebbero essere: ricavare le forze ponderomotrici e ricavare le forze elettromotrici e magnetomotrici, ricavare le equazioni generali dell'elettromagnetismo.

Nelle discussioni scientifiche svolte nei due anni ultimi in seguito alle esperienze di HERING, da vari autori fra cui LIENARD, BRÜNINGHAUS, LOMBARDI, GIORGI, sono state discusse le formole per dedurre le forze ponderomotrici in dipendenza della teoria dinamica e di altri principî. Le discussioni stesse hanno dimostrato che la materia merita ancora chiarimento.

Per suggerimento raccolto nelle lezioni del prof. GIORGI, mi sono proposta d'investigare se l'uso delle equazioni di LAGRANGE, che caratterizza il filo conduttore principale del pensiero di MAXWELL, nel suo schema di teoria dinamica, sia realmente necessario, o fino a che punto possa esser utile, quando ci si proponga puramente e semplicemente di ricavare le leggi delle diverse forze e le equazioni del campo; e quindi per poter giudicare quale interesse presenti ancora oggi giorno il detto schema.

In questa Nota espongo i risultati a cui sono pervenuta per quanto riguarda la deduzione delle forze elettromotrici; risultati poi che per legge di dualità si applicherebbero anche alla teoria delle forze magnetomotrici, qualora per la deduzione delle medesime si trattasse di applicare lo stesso schema dinamico.

Ecco la linea delle mie investigazioni: seguo il ragionamento deduttivo che ha esposto MAXWELL nei capitoli citati, ne metto in evidenza i postulati ipotetici e sperimentali, e mi chieggo se le conseguenze di questi postulati non possano venir ricavate da altre ipotesi; p. es. che implichino semplicemente il principio della conservazione dell'energia, o quello dei lavori virtuali, senza implicare l'applicabilità delle equazioni di LAGRANGE, seconda forma, le quali costituiscono un'ipotesi molto più impegnativa, e senza dover attribuire all'energia di magnetizzazione il carattere di energia cinetica e all'energia elettrica quello di energia potenziale ⁽¹⁾.

Nel primo dei capitoli citati MAXWELL rivolge la sua attenzione a un sistema di n circuiti elettrici lineari, percorsi da correnti e nel corso dei suoi ragionamenti introduce varie successive ipotesi. Ad

(1) Nelle discussioni testè citate, alcuni Autori hanno fatto ricorso alle equazioni lagrangiane di MAXWELL, altri no. Nel corso di lezioni del prof. GIORGI è citata solamente l'espressione dell'energia; e questo mi ha indotto ad impostare su questa via la ricerca.

analisi fatta ritengo che queste ipotesi si possano esplicitare negli enunciati seguenti:

Postulato 1°. - L'insieme degli n circuiti costituisce un sistema dinamico lagrangiano il cui stato è definito dalle coordinate geometriche x e dalle quantità di elettricità q che, a partire dall'origine dei tempi, hanno fluito lungo i conduttori e le cui derivate rispetto al tempo sono le intensità di corrente i .

Postulato 2°. - Questo sistema è olonomo (ipotesi implicita in tutto il ragionamento di MAXWELL).

Postulato 3°. - La cosiddetta « energia elettrocinetica » cioè quella parte di energia intrinseca del sistema che dipende dalla circolazione dell'elettricità nei conduttori si esprime come se fosse un'energia cinetica di un sistema meccanico in funzione delle coordinate x e q , cioè, è una forma quadratica del tipo

$$T = \frac{1}{2} \sum L_s \dot{q}_s^2 + \sum_r \sum_s M_{rs} \dot{q}_r \dot{q}_s + \sum_r \sum_s N_{rs} \dot{x}_r \dot{q}_s \\ = \frac{1}{2} \sum L_s i_s^2 + \sum_r \sum_s M_{rs} i_r i_s + \sum_r \sum_s N_{rs} \dot{x}_r i_s$$

ove nel secondo membro le sommatorie escludono i termini $r = s$ (basterà una volta per sempre supporre $M_{rr} = N_{rr} = 0$) e dove L, M, N , sono coefficienti che possono dipendere dalle x e dalle q .

Postulato 4°. - La forza che tende ad accrescere una qualunque delle coordinate è data, per quella parte che dipende dalla circolazione dell'elettricità nei conduttori, dalla formola di LAGRANGE; e per conseguenza la forza elettromotrice indotta in uno qualunque dei circuiti ha la forma:

$$e_s = - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial i_s} + \frac{\partial T}{\partial q_s}.$$

Postulato 5°. - Se i circuiti rimangono fermi e le correnti rimangono costanti, T rimane costante ⁽¹⁾, quindi i coefficienti L, M, N , non contengono le q .

Postulato 6° (sperimentale). - I coefficienti N sono tutti nulli.

⁽¹⁾ MAXWELL accenna incompletamente a questo postulato. Per ammetterlo, occorre far ricorso all'esperienza facendo passare una corrente costante attraverso un circuito tenuto fisso, e misurandone l'energia ad intervalli di tempo sufficientemente lunghi. Se quest'energia è rimasta invariata, segue il postulato 5° come legge sperimentale.

Legge dedotta dai postulati precedenti: l'energia cosiddetta «elettrocinetica» ha la forma:

$$(1) \quad T = \frac{1}{2} \sum L_s i_s^2 + \sum_r \sum_s M_{rs} i_r i_s$$

ove i coefficienti L ed M (coefficienti di selfinduzione e d'induzione mutua), sono indipendenti dalle i e dalle q , e funzioni esclusivamente della forma e della posizione reciproca degli n circuiti.

Corollario. - La forza elettromotrice indotta si riduce alla forma:

$$(2) \quad e_s = - \frac{d}{dt} \left(L_s i_s + \sum_r M_{rs} i_r \right).$$

È questa la deduzione finale con la catena dei ragionamenti messa in evidenza.

Ora osserviamo: i postulati 1 e 2 sono generici e servono solo per fissare le coordinate. Il postulato lagrangiano 3 ha servito solo per dedurre in unione coi postulati 5 e 6 la legge dell'energia: ora detti postulati sperimentali implicano una serie di misure tali sull'energia che equivalgono a ricavarne dall'esperimento l'espressione completa. Quindi non vi è nessun inconveniente a sopprimerli tutti e ritenere la legge dell'energia (1) siccome data dall'esperienza. Rimarrebbe allora come postulato lagrangiano il postulato 4° che insegna a ricavare e_s in funzione di T . In luogo di questo postulato ammettiamo il principio dell'energia e inoltre, riteniamo che quando uno spostamento di elettricità dq_s ha luogo nel circuito s , il lavoro fatto dalla forza elettromotrice e_s sul circuito stesso sia dato da:

$$- e_s dq_s$$

il che è una semplice conseguenza della definizione di forza elettromotrice.

Allora, consideriamo un sistema di n circuiti e supponiamo che nel tempo dt in ciascuno di essi la corrente vari da i_s a $i_s + di_s$, mentre nello stesso tempo ha luogo uno spostamento di elettricità dq_s , il quale si può identificare con $i_s dt$ perchè così facendo non si trascurano che infinitesimi di ordine superiore. In ogni circuito, e_s indichi l'eccesso eventuale delle f. e. m. assorbite sopra quelle impresse, il quale eccesso è nullo quando il regime di tutto il sistema è permanente. Così per precisare, in un circuito metallico di resistenza r_s , alimentato da una pila voltaica, sia e_s la differenza tra $i_s r_s$ e la f. e. m. propria della pila. La e_s così definita sarebbe quella che comune-

mente si chiama f. e. m. indotta. Allora $e_s dq_s$ è precisamente il lavoro che la f. e. m. indotta compie sul circuito. Invocando il principio di conservazione dell'energia, la somma di tutti questi lavori deve equivalere alla diminuzione dell'energia intrinseca del sistema, cioè

$$(3) \quad \Sigma e_s dq_s = -dT.$$

Ora, abbiamo ammesso l'espressione di T data dall'esperienza:

$$T = \frac{1}{2} \Sigma L_s i_s^2 + \Sigma_r \Sigma_s M_{rs} i_r i_s;$$

di qui, si ha un dT , il quale, tenuto conto della funzione che hanno gli indici r ed s , può scriversi sotto la forma

$$dT = \Sigma_s L_s i_s di_s + \Sigma_s \Sigma_r M_{rs} i_s di_r;$$

ovvero, raccogliendo rispetto ad i_s

$$(4) \quad dT = \Sigma_s i_s (L_s di_s + \Sigma_r M_{rs} di_r);$$

confrontando con la (3) si ricava:

$$\Sigma e_s dq_s = - \Sigma i_s (L_s di_s + \Sigma_r M_{rs} di_r);$$

e sostituendo a dq_s la sua espressione $i_s dt$:

$$\Sigma e_s i_s = - \Sigma i_s \left(L_s \frac{di_s}{dt} + \Sigma_r M_{rs} \frac{di_r}{dt} \right).$$

Giacchè le i_s sono tutte indipendenti, e i termini fra parentesi nel secondo membro non contengono le i_s , ma solamente le derivate le quali pure sono indipendenti, si deduce, con un ragionamento che è dello stesso carattere di quello che viene seguito per ricavare le equazioni di LAGRANGE e che ha lo stesso grado di legittimità, che i coefficienti di ogni singolo i_s a primo e a secondo membro devono essere rispettivamente eguali. Dunque per ogni circuito

$$\begin{aligned} e_s &= - \left(L_s \frac{di_s}{dt} + \Sigma_r M_{rs} \frac{di_r}{dt} \right) \\ &= - \frac{d}{dt} \left(L_s i_s + \Sigma_r M_{rs} i_r \right) \end{aligned}$$

equazione che è la stessa (2) ricavata da MAXWELL con l'applicazione delle equazioni di LAGRANGE.

Ma il ragionamento fatto nella forma non lagrangiana si presta a ricavare l'equazione, anche in casi in cui le formole di LAGRANGE non sono applicabili. Il caso più generale è quello di circuiti contenenti ferro. Allora T non si esprime più come funzione quadratica omogenea delle i , anzi a causa delle proprietà dissipative dei nuclei dovute all'isteresi nascono difficoltà nel determinare la totale energia T immagazzinata sotto forma magnetica nel sistema. Ammettiamo di conoscere dall'esperienza solamente dT e di averlo ricavato espresso come di fatto avviene sotto la forma:

$$(5) \quad dT = \sum i_s d\Phi_s,$$

dove le Φ_s , alle quali si dà il nome di flussi magnetici, sono grandezze dipendenti dalle condizioni del sistema e che si possono misurare direttamente una per una mediante certi esperimenti ⁽¹⁾.

Usando questa formola in luogo della (4) nella deduzione precedente e mantenendo le altre premesse e applicando sempre il principio dell'energia sotto questa forma, che $-dT$ deve equivalere alla somma dei lavori eseguiti dalle f. e. m. indotte su tutti i circuiti, si ha:

$$\sum_s e_s dq_s = - \sum_s i_s d\Phi_s,$$

e anche qui ponendo $dq_s = i_s dt$,

$$\sum_s e_s i_s = - \sum_s i_s \frac{d\Phi_s}{dt}.$$

Lo stesso ragionamento come prima, fondato sull'indipendenza delle i , e delle derivate $\frac{d\Phi_s}{dt}$ (senza preoccupazione del modo come le Φ_s possono dipendere dalle i , o dai loro valori passati, o da altre variabili), porta alla conclusione

$$(6) \quad e_s = - \frac{d\Phi_s}{dt}$$

che è la nota formola, la più generale che conosciamo per la espressione delle f. e. m. indotte.

⁽¹⁾ Lungo ogni singolo circuito componente il sistema, e seguendone il percorso, si deve applicare un filo metallico sottilissimo che formi circuito chiuso e che non sia percorso da corrente: a un determinato istante si schiaccia repentinamente questo circuito esploratore fino a ridurre l'area a zero, e con un galvanometro balistico inserito nel circuito si misura l'impulsione ricevuta. Questa impulsione definisce il valore Φ . L'esperienza diretta prova che i Φ , così determinati verificano la formola (5).

Dedotta, secondo i casi, la (6) o la (2) che ne è un caso particolare, il ragionamento che fa MAXWELL nel capitolo VIII (Esplorazione del campo per mezzo del circuito secondario), per ricavare le equazioni del campo, si può ripetere integralmente. In effetti, MAXWELL nel detto capitolo ammette conosciuto un sistema di esperienze le quali conducono direttamente alla prima legge circuitale, cioè a quella che completata e in notazione moderna si scrive così:

$$\text{curl} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_i) = \mathbf{S} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{H} = \text{forza magnetica assorbita dal campo} \\ \mathbf{H}_i = \text{ » » impressa} \\ \mathbf{S} = \text{corrente totale specifica.} \end{array} \right.$$

Egli si vale poi delle esperienze di AMPÈRE per dedurre, partendo dall'espressione già ricavata delle e , di un circuito, la seconda circuitale o meglio una forma particolare di questa equazione che noi ora scriviamo così:

$$\text{curl} (\mathbf{E} - \mathbf{E}_i) = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E} = \text{forza elettrica assorbita dal mezzo} \\ \mathbf{E}_i = \text{ » » impressa localmente sul mezzo} \\ \mathbf{B} = \text{spostamento magnetico (induzione).} \end{array} \right.$$

In tutto questo ragionamento egli non fa uso delle equazioni di LAGRANGE nè di altro postulato della teoria dinamica, della quale teoria egli ha fatto uso solamente per ricavare la e . Quindi il ragionamento si lascia ripetere identico, anche partendo dalla formola tipo FARADAY, cioè dalla (5) la quale corrisponde a un caso più generale di quello considerato da MAXWELL.

Conclusione. - La teoria dinamica dell'elettromagnetismo fondata sulle equazioni di LAGRANGE non è in alcun modo necessaria per ricavare le espressioni delle f. e. m. indotte o le equazioni generali del campo; anzi il suo uso restringe la generalità delle deduzioni. Partendo dagli stessi dati sperimentali da cui la teoria di cui sopra non può prescindere, le une e le altre leggi si ricavano con la maggior generalità facendo uso del solo principio dell'energia, e senza fare nessuna ipotesi che l'energia magnetica immagazzinata in un sistema abbia carattere cinetico piuttosto che potenziale.

Cagliari, R. Università, 10 febbraio 1927.

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

17/172/6

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 130 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 160

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

LUGLIO 1927

ANNO IV - N. 7

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

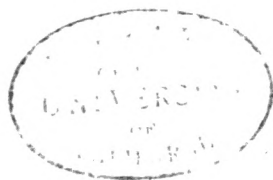
DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

V. RONCHI: *Sul comportamento e l'impiego delle frangie d'ombra nella prova dei sistemi ottici.* — G. WATAGHIN: *Sulla possibilità di conciliare la teoria ondulatoria delle interferenze luminose coll'ipotesi dei quanti di luce.* — E. MAJO: *Variazioni periodiche nella escursione annua della temperatura a Roma.* — D. MONTANARI: *Sulla misura di piccole variazioni di autoinduzione mediante la lampada a tre elettrodi.* — P. E. BRUNELLI: *A proposito di trasmissione del calore.* — RIVISTA: A. ROSTAGNI: *La disintegrazione artificiale degli elementi.* — *Notiziario.*

JUL 24 1928



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

"IL NUOVO CIMENTO"

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

SUL COMPORTAMENTO E L'IMPIEGO DELLE FRANGIE D'OMBRA NELLA PROVA DEI SISTEMI OTTICI

Nota di VASCO RONCHI

Sunto. — *Lo scopo di questa Nota è duplice: studiare il comportamento delle frangie d'ombra in seguito ad un recente contributo portato all'argomento dal dott. G. B. PACELLA ⁽¹⁾; e rispondere alla domanda di alcuni ottici desiderosi di avere un saggio della portata pratica di queste frangie come mezzo di prova dei sistemi ottici.*

La funzione di un reticolo rettilineo di frequenza m interposto sul cammino di un'onda luminosa di lunghezza λ , come è stato posto in evidenza in precedenti pubblicazioni ⁽²⁾, è di scomporre l'onda stessa in tante copie sensibilmente uguali, ma ruotate una rispetto alla contigua di un angolo $\beta = \lambda m$, intorno al tratto medio del reticolo come asse. Nelle regioni dello spazio dove due di queste onde si sovrappongono, si formano delle frangie d'interferenza, che sono le cosiddette frangie d'ombra: esse rivelano le differenze di cammino ottico fra gli elementi di onda che si sovrappongono, con una legge molto semplice. La frangia centrale può essere chiara o oscura; ma si può sempre renderla chiara, spostando il reticolo normalmente all'asse ottico dell'onda (al quale si trova normale). Per questa frangia la differenza di cammino Δ è zero; per la successiva nera a destra è $= +\lambda/2$ e a sinistra $-\lambda/2$, dando il segno $+$ alla destra o alla sinistra arbitrariamente, ma costantemente. La frangia chiara ha $\Delta = +\lambda$ o $-\lambda$; e così via.

Avendo allora un interferogramma o fotografia delle frangie, come quello della fig. 1, si traccia su questo una retta passante per i centri delle varie onde diffratte; su questa si misurano le distanze h (altezze) dei massimi chiari od oscuri delle frangie, numerando i primi con numeri crescenti ed interi k e i secondi con numeri della forma $(2k + 1)/2$, avvertendo che, se vi sono frangie chiuse ad anello,

⁽¹⁾ Rend. Acc. Naz. Lincei, V, 10, p. 752, maggio 1927.

⁽²⁾ V. RONCHI, *La prova dei sistemi ottici*. Bologna, Zanichelli, 1925.

intersecanti l'asse delle h in due punti, ad entrambi questi compete il medesimo valore di k .

Le diverse onde diffratte che appaiono sull'interferogramma hanno il contorno simile a quello dell'obbiettivo o, in genere, della pupilla di uscita del sistema ottico studiato.

L'avere un diametro $2H$ maggiore o minore sull'interferogramma dipende dalla distanza a cui si pone la lastra sensibile; distanza generalmente in nostro arbitrio. Quindi i valori di h di cui si parla si possono intendere sempre come misurati sul diametro dell'obbiettivo in prova; e qualora così non fosse, ci si riporta subito a questa condizione moltiplicando i valori di h misurati sulla lastra per il rapporto tra il diametro dell'obbiettivo e la sezione dell'interferogramma misurata lungo l'asse delle h .

I prodotti $k\lambda$ sono le differenze di cammino $\Delta(h)$ alle diverse altezze h . Così la funzione $\Delta(h)$ si deduce dall'interferogramma, o in forma geometrica, rappresentando graficamente in assi coordinati i valori di Δ come ordinate su quelli di h come ascisse; o analiticamente, esprimendo Δ in serie di potenze di h , come indica il dott. PACELLA nella Nota citata.

Per lo svolgimento dei calcoli successivi, possiamo considerare k come un numero variante con continuità e che assume valori interi in corrispondenza dei massimi chiari delle frangie, e semidispari per i massimi oscuri. Cioè, in generale:

$$k(h) = \Delta(h)/\lambda.$$

Secondo la regola del dott. PACELLA, dunque, la sezione meridiana dell'onda (che chiameremo brevemente onda), riferita a una coppia di assi coordinati (h, D) ortogonali, coll'origine nella traccia dell'asse ottico sul reticolo, e diretti, quello delle D , come l'asse ottico, e quello delle h normale ai tratti del reticolo stesso, ha l'equazione

$$\frac{\beta}{2}(h^2 + D^2) + \int_0^h \Delta(h)dh = \text{cost.}$$

Chiamando D_0 la distanza tra il reticolo e la lastra fotografica, si ha $D = D_0$ per $h = 0$, e quindi

$$(1) \quad \frac{\beta}{2}(h^2 + D^2) + \int_0^h \Delta(h)dh - \frac{\beta}{2}D_0^2 = 0.$$

Con questo si potrebbe tracciare per punti, algebricamente o geometricamente, come ha indicato il dott. PACELLA, la curva cercata.

Alcune prove eseguite per controllo della precisione, partendo da curve note, deducendone la funzione $\Delta(h)$ e risalendo poi alla curva mediante questa integrazione, hanno dato ottimi risultati. Però non è il caso di fermarsi su questi particolari, perchè non se ne può fare un'applicazione diretta al caso delle superfici d'onda date dai sistemi ottici ordinari. Anche se la precisione dei lavori e dei calcoli fosse colossale, non si arriverebbe ad avere una curva deviante in modo

sensibile da un arco di cerchio, data la piccolezza di $\int_0^h \Delta(h)dh$, in

confronto agli altri termini; infatti $\Delta(h)$ raggiunge al massimo il valore di pochi micron, mentre D_0 è almeno qualche decimetro.

È quindi necessario ricorrere alla rappresentazione dell'aberrazione d'onda, cioè delle differenze di ordinate fra la curva dell'onda e un arco di circonferenza opportunamente scelto. Con questo, mediante una scala adatta, si può mettere bene in evidenza, come e quanto l'onda in esame differisca da una calotta sferica.

La sfera di confronto è completamente arbitraria. Prima di decidere con quali criteri se ne deve fare la scelta, osserviamo che, quando l'onda in esame è sferica, la curva $\Delta(h)$, coll'approssimazione adottata, risulta una retta passante per l'origine (perchè si è visto che la frangia centrale può esser sempre ridotta chiara) e inclinata sull'asse delle h di un certo angolo φ , che evidentemente è nullo quando il centro della sfera sta nel piano del reticolo, non avendosi allora nel campo alcuna frangia ($\Delta(h) = 0$). In generale il suo valore si può calcolare colle seguenti considerazioni.

Se le cose stanno come nella fig. 2, le equazioni dei due archi di cerchio sono

$$\text{I)} \quad \left(h + \frac{\beta y}{2}\right)^2 + (D - y)^2 = R^2,$$

$$\text{II)} \quad \left(h - \frac{\beta y}{2}\right)^2 + (D - y)^2 = R^2,$$

avendo chiamato y la ordinata del centro dell'onda, cioè la sua distanza dal reticolo, e R il raggio. Per uno stesso valore di h , le D relative alle due curve, D' e D'' , assumono valori diversi, la cui differenza è appunto la funzione $\Delta(h)$. Abbiamo cioè

$$D' - y = \sqrt{R^2 - \left(\frac{2h + \beta y}{2}\right)^2} = R \sqrt{1 - \frac{(2h + \beta y)^2}{4R^2}}.$$

Essendo il secondo termine sotto il radicale molto piccolo rispetto al

primo, si può sviluppare in serie e scrivere

$$D' - y = R \left(1 - \frac{(2h + \beta y)^2}{8R^2} \right)$$

e analogamente

$$D'' - y = R \left(1 - \frac{(2h - \beta y)^2}{8R^2} \right)$$

donde

$$(2) \quad \Delta(h) = D'' - D' = \frac{\beta y}{R} h.$$

Insieme

$$(3) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{d\Delta}{dh} = \frac{\beta y}{R}.$$

Consideriamo ora il caso più generale, che si abbiano cioè due onde di forma diversa, ma coassiali e incidenti sullo stesso reticolo in condizioni sperimentali identiche (cioè collo stesso β e lo stesso D_0). Si tratta di determinare la differenza $w = D_2 - D_1$ delle ordinate delle due onde lungo due curve meridiane complanari. Chiamando $\Delta_1(h)$ e $\Delta_2(h)$ le due funzioni caratteristiche delle due curve, e risolvendo la (1) rispetto a D e sviluppando in serie come nel caso precedente, si ha per una curva

$$D_1 = D_0 \left(1 - \frac{1}{\beta D_0^2} \int_0^h \Delta_1(h) dh + \frac{h^2}{2D_0^2} \right)$$

e analogamente per l'altra

$$D_2 = D_0 \left(1 - \frac{1}{\beta D_0^2} \int_0^h \Delta_2(h) dh + \frac{h^2}{2D_0^2} \right).$$

La differenza w cercata è dunque

$$(4) \quad w = \frac{1}{\beta D_0} \int_0^h (\Delta_1(h) - \Delta_2(h)) dh.$$

Che le approssimazioni fin qui tenute rientrano in quelle a cui ci si attiene in generale, si può dimostrare subito, applicando questa formula a un caso particolare ben noto. Se le onde sono sferiche rispettivamente di raggio R' e R'' e di centro O' e O'' , distante di y' e y'' dal reticolo, si hanno le relazioni, per la (2)

$$\Delta_1 = \frac{\beta y'}{R'} h, \quad \Delta_2 = \frac{\beta y''}{R''} h,$$

e insieme

$$y' = D_0 - R', \quad y'' = D_0 - R''.$$

Applicando la (4) si ha

$$w = \frac{1}{\beta D_0} \frac{\beta}{2} \left(\frac{y'}{R'} - \frac{y''}{R''} \right) h^2 = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{R'} - \frac{1}{R''} \right);$$

nota espressione con cui si calcolano i diametri degli anelli di NEWTON fra calotte coassiali di onde sferiche.

Possiamo anche verificare la formula fondamentale delle frangie d'ombra, dedotta fin dalle prime pagine scritte sull'argomento ⁽¹⁾:

$$M = my/x$$

chiamando x la distanza $D_0 - y$ tra il centro dell'onda e il piano dell'interferogramma. Infatti quando l'onda è sferica, vale la (2); ma R è giusto uguale ad x ; $\Delta(h)$ è uguale a $k\lambda$; β è uguale a λm e k/h è appunto l'inverso M della larghezza delle frangie; quindi la (2) diventa senz'altro la formula fondamentale cercata.

Assicuratoci così della bontà delle formule ora introdotte, torniamo allo studio dell'aberrazione d'onda. Si tratta di scegliere la sfera con cui confrontare l'onda in esame. Necessità logiche che obblighino una determinata scelta non ce ne sono; però per il maggior interesse che presentano i risultati, sono indicate particolarmente:

- I) la sfera col centro nel piano del reticolo;
- II) la sfera col centro nel fuoco parassiale;
- III) la sfera per cui è minima l'aberrazione dell'onda, ossia che ha il centro nel fuoco migliore.

Nelle nostre formule la sfera scelta si introduce dando, nella (4), alla funzione $\Delta_2(h)$ l'espressione che si ottiene dalla (2) ponendo per y l'opportuno valore e per R la differenza $D_0 - y$. Ma è più semplice il processo geometrico, tanto più che nella massima parte dei casi $\Delta_1(h)$ è conosciuta sotto forma di grafico; infatti la sfera scelta si rappresenta con una retta passante per l'origine e opportunamente inclinata. E cioè:

- la sfera I) è sempre rappresentata dall'asse delle h ;
- la sfera II) è rappresentata dalla retta tangente nell'origine alla curva Δ_1 (fig. 4);

⁽¹⁾ V. RONCHI « Annali della R. Scuola Normale Sup. », Pisa, XV, 1923.

la sfera III) è rappresentata dalla retta per cui è minima l'area compresa tra essa e la curva Δ_1 , chiusa dall'ordinata estrema (la parte tratteggiata della fig. 4).

La curva Δ_1 è tratta da un'interferogramma fatto col reticolo in una posizione qualunque prossima al fuoco: però misurando sul grafico l'inclinazione $\text{tg } \varphi_0$, della tangente nell'origine e introducendola nella (2)

$$y_0 = \frac{D_0}{\beta} \text{tg } \varphi_0,$$

si ha subito la distanza y_0 del fuoco parassiale dal piano del reticolo; e analogamente, ponendo nella stessa formula la inclinazione $\text{tg } \varphi_m$ della retta Om ,

$$y_m = \frac{D_0}{\beta} \text{tg } \varphi_m,$$

si ha la distanza del miglior fuoco dal piano del reticolo. I diversi valori della funzione $\Delta_1 - \Delta_2$ che figura nella (4) sono subito determinati sul grafico della fig. 4, misurando la distanza tra i punti della curva Δ_1 e i corrispondenti sulla retta scelta, che abbiano la stessa ascissa h .

Per la determinazione del miglior fuoco, però, non è necessario in pratica fare un lavoro così lungo, quando le frangie sono in luce visibile; molto più rapidamente basta spostare il reticolo lungo l'asse dell'onda in esame finchè risulta minimo il numero di frangie che appare sull'interferogramma: allora il miglior fuoco è la traccia dell'asse sul reticolo. Però questo processo è ora giustificato dalla teoria.

Non insistiamo ulteriormente sui dettagli di queste operazioni perchè l'aberrazione d'onda non è la funzione che più spesso si richiede. Tanto più che è anche più semplice, evitando ogni integrale, avere il grafico dell'aberrazione angolare, trasversale e longitudinale.

Indicando con θ_p l'angolo (variabile con h) che la normale in un punto dell'onda di altezza h fa colla congiungente quel punto col fuoco parassiale, vale la nota formula

$$\theta_p = \frac{dw_p}{dh},$$

e se con T_p indichiamo l'aberrazione trasversale, sempre nel piano normale all'asse nel fuoco parassiale e con L_p l'aberrazione longitu-

dinale, si hanno ancora le formule fondamentali:

$$T_p = \theta_p x = x \frac{dw_p}{dh},$$

$$L_p = \frac{T_p}{h} x = \frac{x^2}{h} \frac{dw_p}{dh}.$$

dove con x si è indicata la distanza del fuoco parassiale dal vertice dell'onda, ossia il suo raggio di curvatura per $h = 0$.

Siccome in pratica gli interferogrammi che servono sono quelli con poche frangie e larghe, ottenute dunque col reticolo molto prossimo al fuoco parassiale, in tutte le nostre formule trascureremo la piccolissima distanza y di questo dal reticolo (dell'ordine di grandezza del decimo di mm.) in confronto di x (che è almeno qualche decimetro); e poichè $D_0 = x + y$, si pone senz'altro $x = D_0$.

D'altronde l'aberrazione d'onda w_p è quella intesa riferita alla sfera col centro nel fuoco parassiale, ossia quella che si ottiene mettendo nella (4) per $\Delta_2(h)$ l'equazione della tangente nell'origine alla $\Delta_1(h)$:

$$\Delta_2(h) = h \left(\frac{d\Delta_1}{dh} \right)_{h=0}.$$

Abbiamo così le tre formule:

$$\begin{aligned} \theta_p(h) &= \frac{1}{\beta D_0} (\Delta_1 - \Delta_2) \\ T_p(h) &= \frac{1}{\beta} (\Delta_1 - \Delta_2) \\ (5) \quad L_p(h) &= \frac{D_0}{\beta h} (\Delta_1 - \Delta_2). \end{aligned}$$

Si hanno così le tre aberrazioni. Una prima semplificazione si può ottenere eliminando la lunghezza d'onda; perchè

$$\beta = \lambda m, \quad \Delta_1(h) = \lambda k_1(h), \quad \Delta_2(h) = \lambda k_2(h),$$

e quindi

$$\begin{aligned} \theta_p(h) &= \frac{1}{m D_0} (k_1(h) - k_2(h)) \\ T_p(h) &= \frac{1}{m} (k_1(h) - k_2(h)) \\ L_p(h) &= \frac{D_0}{m h} (k_1(h) - k_2(h)). \end{aligned}$$

Ma la forma più semplice si ottiene coll'interferogramma preso col reticolo passante per il fuoco parassiale; perchè allora la tangente nell'origine è l'asse delle h ($k_2 = 0$), e ponendo k_p uguale a k_1 in questo caso, si ha

$$\begin{aligned} \theta_p(h) &= \frac{k_p(h)}{mD_0} \\ T_p(h) &= \frac{k_p(h)}{m} \\ (5') \quad L_p(h) &= \frac{k_p(h)}{h} \frac{D_0}{m}. \end{aligned}$$

Dato che i fattori λ , m , e D_0 sono costanti, è evidente che lo stesso grafico serve per $\Delta_p(h)$, $k_p(h)$, $\theta_p(h)$ e $T_p(h)$, pur di interpretare convenientemente la scala delle ordinate. Perciò non ci occuperemo più d'ora in poi delle due prime aberrazioni, e ci limiteremo a discutere la interessante formula (5) e (5') dell'aberrazione longitudinale.

Osserviamo che la frequenza M delle frangie, come si è detto, è uguale al rapporto k/h quando la curva è una retta, ossia quando la k è una funzione lineare di h ; ma nel caso generale è evidente che si deve porre $M = dk(h)/dh$.

Notiamo anche che le curve $\Delta(h)$ e $k(h)$ sono rappresentabili dal grafico, pur di interpretare opportunamente la scala delle ordinate; infatti l'ordinata n sull'asse delle k è $n\lambda$ su quello delle Δ . Però le formule (2), (3) e (4), quando si scrivano per la $k(h)$, assumono la forma più semplice, indipendente da λ :

$$(2') \quad k(h) = \frac{my}{R} h$$

$$(3') \quad \frac{dk}{dh} = \operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\lambda} \frac{d\Delta}{dh} = \frac{my}{R}$$

$$(4') \quad w = \frac{1}{mD_0} \int_0^h (k_1 - k_2) dh.$$

Ciò premesso, consideriamo un punto qualunque della curva $k_p(h)$, per esempio il punto estremo P , di ascissa H , corrispondente alla zona periferica dell'onda studiata (fig. 5). L'aberrazione longitudinale dell'onda in questo punto è data, per la (5'), da

$$(6) \quad L_p(H) = \frac{D_0}{m} \frac{k_p(H)}{H}.$$

Ora il rapporto $k_p(H)/H$ rappresenta l'inclinazione della congiungente il punto P coll'origine, e non la frequenza delle frangie nei dintorni di P , data da $\left(\frac{dk}{dh}\right)_{h=H}$. Effettivamente la OP è la retta che corrisponde all'onda sferica col centro nel fuoco marginale: dalla sua inclinazione $\operatorname{tg} \psi = k_p(H)/H$, mediante la (3') si trova la distanza di questo dal reticolo, che contiene il fuoco parassiale; dunque tale distanza è giusto $L_p(H)$; ma la (3') ci dà senz'altro la (6), quando vi si ponga

$$y = L_p(H), \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{k_p(H)}{H}, \quad R = D_0.$$

Sul diagramma della fig. 5, esiste, in questo caso, un punto della curva $k_p(h)$ di ordinata h' , in cui la tangente ha la stessa inclinazione della corda OP ; per cui si può scrivere

$$(7) \quad \left(\frac{dk_p}{dh}\right)_{h=h'} = \frac{k(H)}{H}.$$

Spostiamo ora il reticolo lungo l'asse, di un segmento y pari a $L_p(H)$ dato dalla (6), ossia fino a portarlo ad avere nel suo piano il fuoco della zona periferica. In queste condizioni la tangente nell'origine alla curva $k_m(h)$ dedotta dal nuovo interferogramma ha un'inclinazione sull'asse delle h data, per la (3'), da

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{m}{D_0} L_p(H) = -\frac{k_p(H)}{H}$$

cioè uguale e di segno contrario a quella della retta OP (fig. 5, in basso).

La formula dell'aberrazione longitudinale, che era

$$L_p(h) = \frac{D_0}{m} \frac{k_p(h)}{h},$$

diventa ora

$$L_p(h) = \frac{D_0}{mh} \left(k_m(h) + \frac{k_p(H)}{H} h \right),$$

siccome l'equazione della tangente nell'origine è ora

$$k_s(h) = -\frac{k_p(H)}{H} h.$$

Evidentemente $L_p(h)$ è rimasto invariato; dunque

$$k_p(h) = k_m(h) + \frac{k_p(H)}{H} h.$$

Se ne conclude che le ordinate della curva $k_p(h)$ si possono avere da quelle di un'altra curva della forma $k_m(h)$ sommandovi quelle della tangente nell'origine. E inversamente.

Deriviamo l'ultima equazione rispetto ad h :

$$\frac{dk_m}{dh} = \frac{dk_p}{dh} - \frac{k_p(H)}{H}.$$

Questa derivata si annulla per

$$\frac{dk_p}{dh} = \frac{k_p(H)}{H},$$

cioè, come si è visto, per $h = h'$. Così la curva $k_m(h)$ in questo punto presenta un massimo o un minimo; ma annullandosi la derivata si annulla la frequenza delle frangie, che quindi in h' divengono infinitamente larghe.

Dato che poi la curva $k_m(h)$ torna indietro, le frangie debbono chiudersi ad anello attorno al punto di ascissa h' .

Evidentemente quello che abbiamo detto per il punto P si può ripetere per qualunque altro punto della curva $k(h)$.

Supponiamo allora di spostare il reticolo lungo l'asse ottico, a partire dal fuoco parassiale, e di notare le altezze h' a cui si formano i massimi di larghezza delle frangie per i vari valori di y di cui si è spostato il reticolo; di modo che, o analiticamente o graficamente, si possa dire nota la funzione $y(h')$.

Poichè, in generale, la derivata della curva $k_p(h)$ nel punto h' è uguale e di segno contrario a quella della curva $k_m(h)$ per $h = 0$, cioè, in simboli:

$$\left(\frac{dk_p}{dh}\right)_{h=h'} = - \left(\frac{dk_m}{dh}\right)_{h=0}$$

e poichè quest'ultima per la (3') è data da $\frac{my}{D_0}$, si ha la relazione

$$\left(\frac{dk_p}{dh}\right)_{h=h'} = - \frac{m}{D_0} y(h'),$$

che in generale si può scrivere

$$(8) \quad \frac{dk_p}{dh} = - \frac{m}{D_0} y(h).$$

Se ne conclude che la curva $y(h)$ che descrive come si muovono i massimi di larghezza delle frangie all'avanzare del reticolo, è, a meno di un fattore di proporzionalità, la curva derivata della k_p .

Integrando la (8) e introducendone il valore nella (5'), si ha

$$(9) \quad \begin{aligned} k_p(h) &= -\frac{m}{D_0} \int_0^h y(h) dh, \\ L_p(h) &= -\frac{1}{h} \int_0^h y(h) dh. \end{aligned}$$

Indipendentemente da ogni costante, si ottiene l'aberrazione sferica longitudinale della zona generica di altezza h dividendo per h stesso l'integrale della funzione $y(h)$.

La cosa è notevole, come vedremo nelle applicazioni.

Quando si conosce l'andamento delle frangie sulla sezione centrale normale ai tratti del reticolo, cioè si conosce la funzione $k_p(h)$, è facile studiare il comportamento delle frangie in tutto l'interferogramma, quando la superficie d'onda è di rivoluzione intorno all'asse ottico. Infatti con questa ipotesi l'aberrazione d'onda deve essere la stessa lungo ogni zona.

Consideriamo allora un'altra sezione S dell'onda parallela alla precedente e distante da questa di g . Per conservare ad h il significato corrente di raggio di una zona dell'onda, indicheremo con l l'ordinata normale ai tratti del reticolo. Con questo, nel punto di coordinate (g, l) l'aberrazione d'onda $w(g, l)$ deve essere la stessa di quella del punto $(0, h)$, essendo

$$h^2 = g^2 + l^2.$$

Nel punto $(g, 0)$, avendosi $g = h$, si deve avere evidentemente, per la (4'):

$$w(g, 0) = \frac{1}{mD_0} \int_0^g k_p(l) dl.$$

Per altri punti, $w(g, l)$ si deve mettere sotto forma di un integrale come quello della (4'),

$$w(g, l) = \frac{1}{mD_0} \int_0^l (j_1(l) - j_2(l)) dl$$

dove la funzione $j_1(l)$ è l'analoga di $k_1(h)$ sulla sezione centrale, e $j_2(l)$ è l'analoga di $k_2(h)$, cioè quella lineare corrispondente alla se-

zione della sfera di confronto, nel piano della sezione S . La costante D_0 veramente dovrebbe scriversi ora $\sqrt{D_0^2 + g_0^2}$, ma nelle condizioni correnti è una inutile complicazione.

Prendendo come superficie di paragone la calotta sferica di raggio D_0 e col centro nel fuoco parassiale, si ha la relazione, caratteristica delle onde di rivoluzione:

$$w(g, l) = w(0, h).$$

D'altra parte la calotta sferica di riferimento, interpretata come superficie d'onda, darebbe, esaminata con un reticolo, delle frangie che in generale sono delle iperbole, ma hanno i fuochi così distanti, che, nei casi concreti risultano delle rette parallele ed equidistanti. Ciò importa nelle espressioni di w

$$j_2(l) = k_2(l),$$

essendo ancora

$$k_2(l) = \frac{my}{D_0} l$$

dove y è la distanza del reticolo dal fuoco parassiale.

Dato inoltre che $w(g, 0)$ non è nullo, si arriva alla equazione

$$\frac{1}{mD_0} \int_0^l (j_1(l) - k_2(l)) dl + \frac{1}{mD_0} \int_0^g k_p(l) dl = \frac{1}{mD_0} \int_0^h k_p(l) dl,$$

ossia

$$\int_0^l (j_1(l) - k_2(l)) dl = \int_g^h k_p(l) dl.$$

Derivando rispetto ad l si ha senz'altro la funzione cercata

$$j_1(l) = k_p(h) \frac{dh}{dl} + k_2(l) = \left(\frac{k_p(h)}{h} + \frac{m}{D_0} y \right) l,$$

espressa per termini supposti noti.

Si può dare a questa equazione una forma molto utile, esprimendo y come aberrazione sferica longitudinale $L_p(z)$ di una certa zona $h = z$, che presto determineremo. Allora per la (5')

$$k_2(l) = - \frac{k_p(z)}{z} l$$

e quindi

$$(10) \quad j_1(l) = \left(\frac{k_p(h)}{h} - \frac{k_p(z)}{z} \right) l.$$

Derivando un'altra volta rispetto ad l , si ha

$$(11) \quad \frac{dj_1}{dl} = \frac{g^2 k_p(h)}{h^2 h} + \frac{l^2}{h^2} \frac{dk_p(h)}{dh} - \frac{k_p(z)}{z}.$$

Evidentemente, se facciamo $g = z$, e $l = 0$, si ha $\frac{dj_1}{dl} = 0$. Dunque la frangia centrale ha la frequenza nulla nella zona di raggio z , ossia z è il raggio della zona in cui la frangia centrale è infinitamente larga. Ma per la posizione di z , il fuoco della zona z giace sul piano del reticolo; così si trova dimostrata valevole per tutte le onde di rivoluzione una regola dedotta sperimentalmente e citata anche nelle precedenti pubblicazioni ⁽¹⁾: il reticolo contiene il fuoco di quelle zone in cui la frangia centrale è infinitamente larga.

Non altrettanto può dirsi per i massimi di larghezza delle altre frangie: la curva descritta dalla linea che contiene questi massimi sull'interferogramma si ha subito annullando la (11) e interpretandola come relazione fra le coordinate (g, l)

$$(12) \quad \frac{g^2 k_p(h)}{h^2 h} + \frac{l^2}{h^2} \frac{dk_p(h)}{dh} - \frac{k_p(z)}{z} = 0$$

insieme coll'altra $h^2 = g^2 + l^2$.

Facendovi $g = 0$, si ritrovano le leggi già discusse per la sezione centrale.

La (10) poi, ove si diano a j_1 i valori interi o semidispari, ci dà le equazioni nelle coordinate (g, l) delle singole frangie chiare o oscure. In particolare, ponendovi $j_1 = 0$, si ha l'equazione della frangia centrale. Siccome allora si scinde in due

$$l = 0, \quad \frac{k_p(\sqrt{l^2 + g^2})}{\sqrt{l^2 + g^2}} = \frac{k_p(z)}{z}$$

si conclude che, per le onde di rivoluzione intorno all'asse ottico, la frangia di ordine zero consta sempre di una retta assiale e di tanti cerchi quante sono le coppie di punti simmetrici, in cui la frangia centrale diventa infinitamente larga; e questi cerchi tagliano questa frangia in queste coppie di punti.

Per ragioni di continuità, le frangie comprese nei semicerchi formati dalle branche della frangia di ordine zero debbono essere degli anelli chiusi.

⁽¹⁾ V. RONCHI, *La prova dei sistemi ottici*, p. 77-78.

Per dimostrare la portata pratica di queste conclusioni applichiamo al caso notevole, in cui l'obiettivo è affetto dalla più semplice aberrazione sferica. Allora, notoriamente,

$$w(h) = ch^4$$

essendo c una costante caratteristica dell'obiettivo. Di qui si deduce

$$\Delta_p(h) = 4^3 D_0 c h^3$$

e

$$k_p(h) = 4m D_0 c h^3.$$

In generale, la curva $k_1(h)$ è una cubica dall'equazione

$$k_1(h) = 4m D_0 c h^3 - \frac{m}{D_0} y h.$$

L'aberrazione sferica longitudinale $L_p(h)$ è subito data da

$$L_p(h) = 4 D_0^3 c h^3.$$

Per la figura delle frangie possiamo dire che la curva contenente i massimi di larghezza di tutte le frangie è una ellisse, la cui equazione

$$g^2 + 3l^2 = z^2$$

si ottiene introducendo nella (12) l'espressione di $k_p(h)$. La forma dell'ellisse è indipendente dall'entità dell'aberrazione e dalla frequenza del reticolo (finchè per questo vale l'integrale del dott. PACCILLA); sempre il suo semiasse maggiore è z lungo la frangia centrale e quello minore è $z/\sqrt{3}$. E questo collima esattamente colle conclusioni della formula (8).

Dalla (10) si ha

$$4m D_0 c (l^2 + g^2 - z^2) l = j_1$$

l'equazione della j^{esima} frangia. In particolare se poniamo $j_1 = 0$, si ha che la frangia di ordine zero è costituita solo dalla frangia centrale rettilinea ($l = 0$), e dalla circonferenza di raggio z . Ponendo $c' = 4m D_0 c$, si ha l'equazione di 3° grado, già ridotta,

$$l^3 + (g^2 - z^2)l - \frac{j_1}{c'} = 0$$

che per $g > z$ ha sempre una sola radice reale; ossia fuori della circonferenza di raggio z non esistono frangie chiuse, perchè in tal caso

ogni frangia taglia qualsiasi retta parallela all'asse delle l in un sol punto.

Le tre radici sono reali quando è soddisfatta la relazione

$$g \leq \sqrt[2]{z^2 - 3\sqrt[3]{\frac{j_1^2}{4c'^2}}}.$$

Con questo l'andamento delle frangie d'ombra in questo caso è descritto completamente; e corrisponde del tutto a quello sperimentale.

Passiamo ora a descrivere come si sono svolte le misure e le verifiche in un caso pratico.

L'obbiettivo in esame, di cm. 3,6 di diametro ($H = 1,8$) e di cm. 10 di distanza focale, fu posto sopra un sostegno autocentrante e girevole cardanicamente; fu illuminato colla luce proveniente dalla fenditura di uscita di un monocromatore prismatico, a sua volta illuminato da una lampada pointolite da 100 candele. Fra la fenditura e l'obbiettivo correvano 450 cm. Due pinze solidalmente unite a distanza invariabile portavano una il reticolo e l'altra un vetro smerigliato con sopra disegnata una graduazione in mezzi millimetri. Le due pinze erano fissate ad un unico sostegno mobile sopra un piccolo banco graduato mediante una vite, la cui testa permetteva di leggere il centesimo di mm. L'asse della vite deve essere parallelo all'asse ottico dell'obbiettivo; e questo si può verificare con grande precisione, perchè mentre si fa camminare il reticolo, girando la vite, le frangie debbono variare le loro dimensioni, e la loro forma, ma quella centrale non deve camminare attraverso il campo.

La distanza fissa tra schermo e reticolo si è posta uguale a 10 cm. ($= D_0$) per avere un interferogramma delle stesse dimensioni dell'obbiettivo.

La fenditura del monocromatore fu regolata a seconda del reticolo adoperato, in modo da darle ogni volta la massima larghezza, con cui le frangie erano ancora nettamente visibili. La loro osservazione si è fatta generalmente con $\lambda = 5500 \text{ \AA}$. Si è usata luce monocromatica, nonostante la indipendenza delle frangie da λ , per evitare la complicazione dovuta all'aberrazione cromatica.

La scelta del reticolo deve essere fatta con un certo criterio. Data la presenza di numerose (almeno tre) onde diffratte, è facilissimo che si generino quelle frangie di combinazione fra le frangie d'ombra, di

cui abbiamo fatto cenno altra volta ⁽¹⁾; frangie molto dannose, perchè impediscono addirittura di tracciare la curva $k(h)$; infatti nei minimi di nettezza si perde l'ordine k di ogni frangia. Questo però è inevitabile solo quando l'aberrazione longitudinale supera un certo limite, funzione della frequenza m . Siccome, quando l'onda è sferica, le frangie hanno un minimo di nettezza per $y = (2k+1)/2m^2\lambda$ (con $k = 0, 1, 2, \dots$), è evidente che se $L(H)$ supera $1/2 m^2\lambda$, ci deve essere sempre almeno un minimo di nettezza nell'interferogramma, qualunque sia y .

Ma vi è anche sempre una frequenza al disotto della quale si possono aver frangie nette; come pure ve ne è sempre un'altra, al di sopra della quale le frangie sono nette, perchè le varie onde diffratte sono così separate che si sovrappongono solo a due per volta. Non conviene ricorrere a questo valore, perchè in generale è troppo grande per applicarvi l'integrale del dott. PACELLA. L'altra frequenza si determina facilmente colla formula

$$m = \sqrt{\frac{1}{2\lambda L_p(H)}}$$

benchè $L_p(H)$ sia incognito, perchè basta il suo ordine di grandezza; del resto si determina subito sperimentalmente con pochi tentativi. Nel nostro caso $L_p(H)$ è risultato circa 0,4 cm.; quindi $m = 150$ tratti/cm.; però dato che la confusione comincia anche un po' prima del minimo di nettezza è conveniente non superare $m = 100$ tratti/cm.

Con questa frequenza infatti abbiamo operato nella massima parte delle misure. Però notiamo che, coll'aiuto delle recenti regole si può procedere con un reticolo qualunque, perchè i massimi di larghezza sono sempre nitidi, sia sulla frangia centrale, sia nelle frangie ad anello. Del resto notiamo anche che non è una limitazione notevole quella circa la frequenza del reticolo, perchè è funzione dell'aberrazione in esame: ed è in certo qual modo inutile ricorrere a dei mezzi troppo potenti per misurare delle cose non solo apprezzabili, ma anche bene misurabili con mezzi più modesti.

Il nostro problema era di misurare l'aberrazione longitudinale con tutti i processi di cui abbiamo fatto cenno nel corso di queste pagine e di verificare le leggi circa il comportamento delle frangie.

Le misure di $L_p(h)$ dai massimi di larghezza della frangia centrale hanno dato dei risultati concordanti tanto più quanto maggiore è il raggio della zona. E questo è ben naturale. Con un reticolo di $m = 100$ tr./cm. gli scarti sono stati di circa $\pm 0,02$ cm. per la zona cen-

(1) V. RONCHI, op. cit., p. 96.

V. ROSCHI, *Sul comportamento e l'impiego delle frangie d'ombra nella prova dei sistemi ottici.*



Fig. 1

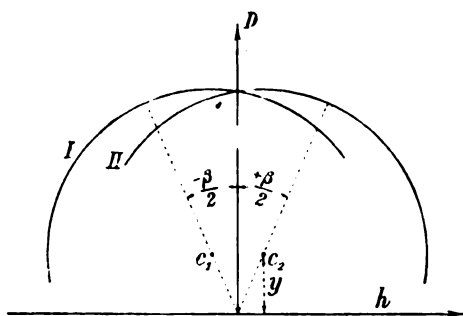


Fig. 2

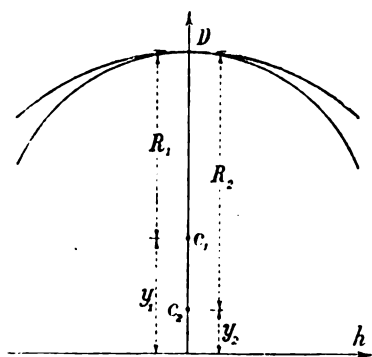


Fig. 3

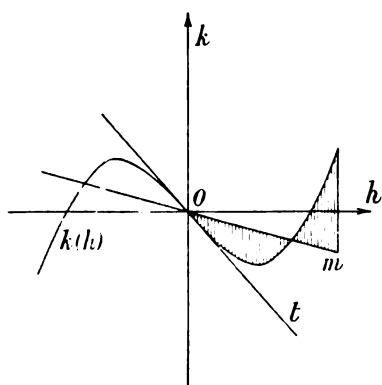


Fig. 4

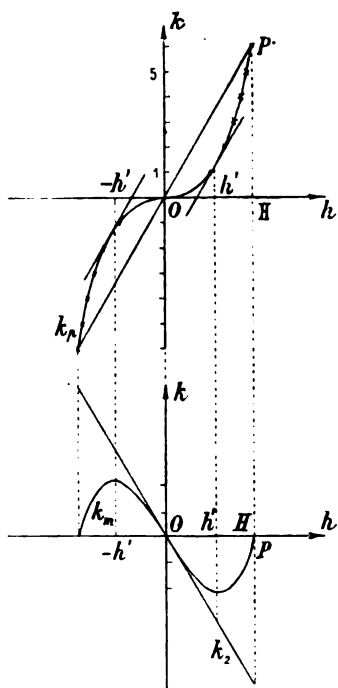


Fig. 5

trale e di $\pm 0,005$ cm., per la periferia. I valori medii (in cm.) sono riportati nella presente tabella:

h	L_p
0	0
1,0	0,11
1,5	0,245
1,8	0,350

L'operazione è molto rapida, potendosi eseguire in 5 minuti una serie di misure assai accurate.

Nel corso della Nota abbiamo sempre parlato di interferogrammi in fotografia; ma in generale si può benissimo risparmiarsi il tempo necessario alle operazioni fotografiche, eseguendo le misure direttamente sullo schermo. Il tempo per eseguire queste misure è una piccola frazione di quello richiesto dalla sola fotografia.

Portato poi il reticolo a contenere il fuoco parassiale, si sono eseguite le misure per tracciare la curva $k_p(h)$. Queste misure si fanno con buona approssimazione, salvo ancora l'incertezza della posizione del fuoco parassiale. Esse sono riportate nella seguente tabella:

k_p	h
1	$\pm 0,98$ cm.
2	1,25
3	1,40
4	1,55
5	1,65
6	1,78.

La curva costruita su questi dati è quella della fig. 5 (parte superiore). Nella parte inferiore della figura stessa è riportata la curva di k_m quando il fuoco della zona periferica cade sul reticolo. Le ordinate di questa curva differiscono da quelle della tangente nell'origine, giusto dei valori di k_p .

Si è poi constatato che i massimi di larghezza delle frangie stanno sopra un'ellisse, di cui l'asse maggiore è $\sqrt{3} = 1,73$ volte quello minore (1,8 e 1,05 rispettivamente nella fig. 1).

Si è infine studiato l'andamento della funzione $y(h)$, secondo cui si muovono questi massimi sull'asse delle h , allo spostarsi del reticolo; e si è trovato

h	y	
0	0	cm.
1,0	0,33	
1,5	0,73	
1,8	1,05.	

Un reticolo di frequenza doppia ha dato gli stessi risultati, confermando l'indipendenza di $y(h)$ da m .

Dalla figura delle frangie si è subito dedotto che eravamo in presenza di un'aberrazione longitudinale sferica semplice: la misura diretta ha dato con buona approssimazione

$$L_p(h) = 0,108 h^2;$$

le altre misure hanno dato

$$k_p(h) = 1,08 h^4$$

$$y(h) = 0,324 h^2.$$

I coefficienti numerici sono presto compensabili quando si presentano piccole differenze da quelli calcolati; e la rapidità delle operazioni permette un controllo immediato.

Applicando le formule trovate per l'aberrazione sferica, si trova la costante $c = 2,7 \cdot 10^{-4}$, cioè

$$w = 2,7 \cdot 10^{-4} H^4.$$

Il fuoco migliore si è trovato coincidere, come vuole la teoria, con quello di una zona di altezza pari ad $H/\sqrt{2}$, ossia di $h = 1,28$ cm.; posizione che è a pari distanza dal fuoco marginale e da quello parassiale.

Con ciò è completo l'accordo tra la teoria e l'esperienza.

Queste conclusioni sono facilmente estendibili ai noti metodi del biprisma e degli specchi di FRESNEL, e a quello dell'Interferometro di WAETZMANN e BRATKE.

SULLA POSSIBILITÀ DI CONCILIARE LA TEORIA ONDULATORIA DELLE INTERFE- RENZE LUMINOSE COLL'IPOTESI DEI QUANTI DI LUCE

Nota di G. WATAGHIN

Sunto. — *L'autore propone una spiegazione delle interferenze, basata sulla possibilità di immaginare un quanto di luce generato dalla sovrapposizione di un sistema di onde elettromagnetiche piane o sferiche.*

1. L'ipotesi newtoniana della struttura corpuscolare della luce sembrava sepolta da lungo tempo, quando EINSTEIN ⁽¹⁾ le diede nuovamente vita (nel 1905), appoggiandola con vari argomenti tratti dall'esperienza. Il contrasto aperto di quest'ipotesi colle vedute della teoria ondulatoria, affermatasi così potentemente nel secolo XIX, non ha impedito all'idea einsteiniana di farsi strada tra i fisici e di trovare sempre nuove conferme nell'esperienza. Infatti, molte ricerche sperimentali (sulla fotoelettricità, sulla diffusione dei raggi X e raggi γ , sulla formazione dei raggi catodici secondari, sull'eccitazione delle righe spettrali per urto elettronico ecc.) offrono delle prove convincenti del comportamento *quasi corpuscolare* delle radiazioni di piccola lunghezza d'onda.

Inoltre nell'ultimo decennio sono state eseguite numerose esperienze (di HESS e LAWSON ⁽²⁾, di KOVARIK ⁽³⁾, di JOFFE e DOBRONRAVOV ⁽⁴⁾, di BOTHE e GEIGER ⁽⁵⁾, di COMPTON e SIMON ⁽⁶⁾ e di altri ⁽⁷⁾) dirette a mettere in evidenza la natura quantistica della luce. Un

⁽¹⁾ « Ann. d. Phys. », 17, 132, 1905; 20, 199, 1906.

⁽²⁾ « Wien. Ber. », 125, 285, 585, 1916.

⁽³⁾ « Phys. Rev. », 6, 426, 1915; 8, 574; 13, 272; 14, 179; 19, 431; 23, 228, 559, 1924.

⁽⁴⁾ « Zeitschr. f. Phys. », 34, 889, 1925.

⁽⁵⁾ « Zeitschr. f. Phys. », 32, 639, 1925; 37, 547, 1926.

⁽⁶⁾ « Phys. Rev. », 25, 107, 306, 1925; 26, 289, 1925.

⁽⁷⁾ V. F. KOHLRAUSCH, *Probleme der γ -Strahlung*. (Sammlung Vieweg, H. 37/38), 1927.

esame attento di queste esperienze lascia, a mio parere, poco posto al dubbio sulla esistenza dei quanti di luce. È vero, che sarebbe forse più prudente di dire: queste esperienze dimostrano, che l'energia luminosa si manifesta a noi in modo tale, *come se* essa fosse concentrata nei vari corpuscoli o quanti di luce, ciascuno dei quali possiede una energia eguale a $h\nu$. Ma una simile asserzione equivarrebbe praticamente all'ammissione implicita dell'ipotesi corpuscolare.

Nonostante queste brillanti affermazioni, l'ipotesi dei quanti di luce trova ancora oggi delle serie e ben note difficoltà nella spiegazione dei fenomeni di interferenza. Ciò mi induce a pubblicare alcune considerazioni sulla possibilità di conciliare questa ipotesi colla teoria ondulatoria delle interferenze.

2. Premetto alcune notizie sulla rappresentazione analitica dei quanti di luce. È nota la possibilità di costruire una soluzione dell'equazione:

$$(1) \quad \Delta_s s - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = 0$$

che corrisponde alla propagazione di un treno di onde, in cui tutta l'energia è localizzata in una porzione opportunamente limitata dello spazio (WELLENPAKET). Così per es., DEBYE ⁽¹⁾ ha dato una rappresentazione analitica rigorosa di un fascio conico di raggi, di cui l'apertura può essere variata a piacere, mentre DE BROGLIE e SCHRÖDINGER ⁽²⁾, hanno ripetutamente richiamato l'attenzione sulla possibilità di creare con un'opportuna sovrapposizione di onde sferiche o piane un gruppo di onde, il quale viaggia in una determinata direzione e obbedisce a leggi simili a quelle del moto di un punto materiale. Volendo rimanere nel campo dell'elettrodinamica Maxwelliana, si può considerare nella (1) la s come una delle componenti del vettore di HERTZ H e dedurre poi una soluzione delle equazioni di MAXWELL, che corrisponde al gruppo di onde considerato, mediante le formole:

$$(2) \quad E = \text{grad div } H - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad M = \frac{1}{c} \text{rot } \frac{\partial H}{\partial t}.$$

Un simile treno di onde può servire come un primo modello di un quanto di luce. Anzi l'indeterminazione relativa alla formazione del gruppo di onde corrisponde alla nostra ignoranza della struttura

⁽¹⁾ « Ann. d. Phys. », **80**, 755, 1909; V. anche LAUE, « Ann. d. Phys. », **44**, 1197, 1914.

⁽²⁾ V. p. es. « Ann. d. Phys. », **79**, 489, 1926.

del quanto. In particolare tutte le leggi dell'ottica geometrica si deducono facilmente per un tale quanto coll'uso del principio di FERMAT.

Nella rappresentazione analitica dei quanti di luce si può procedere anche per via diversa. Illustrerò questa seconda maniera, citando un caso particolare, di cui l'importanza è certamente superiore a quella che può avere un semplice esempio. J. J. THOMSON ⁽¹⁾ ha proposto nel 1924 un modello molto suggestivo di un quanto di luce. Il difetto essenziale di questo modello sta nell'impossibilità di trovare, nell'ora attuale, delle ragioni serie, perchè il quanto debba essere costituito proprio secondo questo modello piuttosto che secondo un altro. In altre parole, non siamo ancora in grado di studiare e discutere la struttura di un quanto. È notevole però il fatto, che si può trovare una soluzione delle equazioni di MAXWELL corrispondente al modello di THOMSON. Tale soluzione è stata indicata dal KASTERIN ⁽²⁾. Richiamo brevemente quale è questo modello. Un tubo anulare chiuso di forze elettriche viaggia in direzione normale al piano dell'anello colla velocità della luce. Le linee di forza magnetiche nell'interno del tubo hanno la direzione dei raggi dell'anello e sono quindi anche normali alla direzione del movimento. All'esterno di questo tubo il campo è nullo. La superficie, che limita il quanto è una superficie di discontinuità per i vettori E e M del campo. La sezione meridiana dell'anello è costante e sta in rapporto fisso al diametro. La lunghezza del tubo rettificato è proporzionale alla lunghezza d'onda. Ne segue facilmente la validità della legge di PLANCK: $E = h\nu$ (per avere una coincidenza numerica si deve fissare ancora il valore di una costante relativa alle dimensioni del modello).

Ora, è possibile rappresentare la soluzione di KASTERIN cogli integrali doppi di FOURIER in modo tale, che il quanto di THOMSON risulti dalla sovrapposizione di infinite onde elettromagnetiche piane. Non mi indugio in questo luogo a riprodurre la facile dimostrazione dell'asserto, perchè per il seguito è essenziale solo la possibilità di pensare un quanto di luce come generato dalla sovrapposizione o interferenza di un sistema di onde elettromagnetiche piane o sferiche (ed è noto che ciò è possibile).

3. Passiamo adesso a considerare l'esempio tipico di interferenza: l'esperienza comune degli specchi di FRESNEL. La difficoltà principale per una teoria corpuscolare della luce consiste nel dover spiegare la formazione, nell'intorno delle due immagini fornite dagli specchi,

⁽¹⁾ « Phil. Mag. », 48, 737, 1924; 50, 1182, 1925.

⁽²⁾ « Phil. Mag. », 2, 1208, 1926.

degli iperboloidi confocali, luoghi dei punti ove si manifesta elisione della luce, alternati da iperboloidi confocali, in cui invece si hanno i massimi di intensità luminosa. Vediamo come questo fenomeno possa trovare nella teoria quantistica una spiegazione del tutto analoga a quella data dalla teoria ondulatoria.

Consideriamo un quanto come risultante dalla sovrapposizione di un sistema di onde sferiche (per es.) e ammettiamo, che sia lecito di supporre, come in ottica classica, la propagazione di ogni singola componente *indipendente* dalle altre. Ne segue, che ogni componente, riflettendosi sui due specchi di FRESNEL, dà luogo alla formazione dell'ordinario fenomeno di interferenza. Siccome tutte le onde sferiche componenti provengono sensibilmente dal medesimo punto luminoso, i sistemi di iperboloidi, per cui si ha elisione di luce, coincidono sensibilmente ⁽¹⁾ per tutte le componenti di un quanto. Quindi in un punto di uno di questi iperboloidi, ove il vettore elettrico risulta nullo per tutte le componenti del quanto primitivo, non può evidentemente risultare luce per effetto della sovrapposizione di tutte le onde del sistema. La formazione delle frangie scure è così spiegata. Dov'è che si avrà luce nel caso di un sistema di onde, corrispondenti a un solo quanto, non è facile dire. Occorrerebbe trovare una soluzione dell'equazione (1) corrispondente a un modello determinato del quanto incidente e a *condizioni al contorno modificate* per la presenza degli specchi di FRESNEL. Certo è, che il concetto del quanto come corpuscolo o ente a sè svanisce in questa interpretazione delle interferenze.

4. La maniera sopra indicata di trattare i problemi di interferenza è applicabile anche ai fenomeni di riflessione, rifrazione e diffrazione. Così per es., nel caso della riflessione metallica sopra uno specchio piano, ad ogni componente semplice del quanto incidente corrisponde una componente simmetrica rispetto al piano dello specchio nella riflessione. Per ragioni di simmetria tutte quelle onde riflesse devono formare un quanto riflesso del tutto uguale al quanto incidente, e questo quanto ubbidisce ovviamente alle ordinarie leggi di riflessione.

La considerazione delle infinite componenti di un quanto rende più complicata la trattazione dei fenomeni ottici, ma questa complicazione sarebbe pienamente giustificata dall'opportunità di inquadrare la concezione corpuscolare della luce nello schema classico dell'ottica ondulatoria.

Del resto questa complicazione è necessaria solo per radiazioni di

(1) Naturalmente, ciò è vero solo se le frequenze delle onde componenti variano in un intervallo di ampiezza infinitesima (come nei gruppi di onde considerati da de BROGLIE e SCHRÖDINGER l. c.).

piccola lunghezza d'onda. Infatti, possiamo immaginarci, insieme col J. J. THOMSON, che al crescere della lunghezza d'onda il gruppo di onde, che costituisce il quanto, diventi sempre più grande e meno nettamente delimitato. Poco a poco esso viene a scomparire, sostituendosi per grandi lunghezze d'onda con ordinarie onde elettromagnetiche.

Questo modo di riconciliare le vedute quantistiche coll'ottica ondulatoria, trova, però, una prima difficoltà nella risoluzione dei problemi del tipo seguente. Un quanto incide sulla superficie di separazione di due mezzi. Seguendo l'ordine di idee sopra indicato, bisogna ammettere, che ogni onda componente il quanto, arrivando alla superficie, dia luogo a un'onda riflessa e ad un'onda rifratta (come nella teoria di FRESNEL). D'altra parte le ragioni di simmetria inducono a ritenere che le onde riflesse debbano dare luogo alla formazione di un quanto simile al quanto incidente. Ma l'energia di questo quanto non può più essere uguale all'energia incidente $h\nu$. La presenza delle onde rifratte e riflesse dovrebbe quindi condurre alla divisione dei quanti in parti. Questa conclusione non sarebbe in sè assurda. Essa potrebbe anzi essere sottoposta facilmente a una verifica sperimentale. Certo però l'idea, che il quanto sia una formazione così labile da spezzarsi ogni qual volta esso attraversa una superficie di separazione di due mezzi differenti, sembra difficilmente conciliabile con quel che ci è noto sui quanti di luce.

Un'altra difficoltà si presenta nella trattazione dell'effetto COMPTON. Le esperienze di COMPTON e SIMON e di BOTHE ⁽¹⁾ sembrano confermare sia l'esistenza del quanto diffuso, sia la descrizione del processo di diffusione come di un urto di un quanto di luce con un elettrone. Una spiegazione di quest'effetto dal punto di vista dell'ottica ondulatoria, se anche è possibile, non deve essere facile.

5. Queste difficoltà non sono, a parer mio, insuperabili. In quanto alla prima, è possibile immaginarsi che le componenti di un gran numero di quanti, che si rifrangono e si riflettono sopra una superficie di separazione di due mezzi, possano, interferendo fra loro, dar luogo alla formazione dei quanti « interi » $h\nu$ sia nella luce riflessa, sia in quella rifratta ⁽²⁾.

⁽¹⁾ V. l. c.

⁽²⁾ Notiamo anche, che le « ragioni di simmetria » sopra invocate si basano sull'applicazione del principio di HUYGHENS-FRESNEL nella sua forma approssimata, mentre una trattazione rigorosa richiederebbe l'applicazione diretta dell'equazione (1) o della formola di KIRCHHOFF. Orbene, ritengo che l'equazione (1) possa e debba servire di base a una futura « ottica dei quanti ».

Per ciò che riguarda la seconda difficoltà, è da osservare, che il modello del quanto di luce nel nostro schema resta quasi completamente indeterminato. Solo fissando i particolari di questo modello si potrà capire la ragione della stabilità del quanto e del suo comportamento quasi corpuscolare nell'urto con un elettrone. Del resto le considerazioni precedenti non hanno pretesa di fornire una spiegazione completa di tutte le proprietà dei quanti di luce, bensì di indicare una possibile soluzione delle difficoltà, che si presentano nella spiegazione delle interferenze. In sostanza il modello generico qui considerato rende conto di due sole proprietà dei quanti di luce: della localizzazione dell'energia luminosa negli intorni limitati di alcuni punti e della capacità dei quanti di produrre i fenomeni di interferenza.

J. J. THOMSON l. c. propone, per spiegare le interferenze, una teoria dualistica: un atomo emette oltre ai quanti di luce della forma di un toro di rotazione (v. § 2) anche delle ordinarie onde elettromagnetiche, le quali portano con sé una quantità di energia trascurabile di fronte a quella concentrata nei quanti. Queste onde accompagnano i quanti e li guidano. Così per es., nei reticoli di diffrazione un quanto viene deviato per effetto della diffrazione subita dalle onde elettromagnetiche che lo accompagnano. Ci sembra però preferibile, per ragioni di semplicità, una teoria basata sulle considerazioni esposte in questa nota.

Torino, luglio 1927.

VARIAZIONI PERIODICHE NELLA ESCURSIONE ANNUA DELLA TEMPERATURA A ROMA

Nota di ESTER MAJO

Sunto. — *Tutte le grandezze considerate in Meteorologia sono sottoposte a variazioni brusche da un anno all'altro: il supporre che queste anomalie non siano dovute al caso costituisce la questione della variabilità dei climi. Considerando la serie continua 1824-1925 dei dati relativi all'escursione annua della temperatura a Roma, ed eseguendo le deviazioni, positive e negative, dal valore normale che è $18^{\circ}.4$, si nota che presiede alle variazioni annuali una legge alternativa che bisogna cercare di porre in evidenza. Adoperando fecondi metodi di perequazione si eliminano tutte le fluttuazioni di breve periodo e si perviene ad una linea rappresentatrice di carattere evidentemente sinusoidale e propriamente si delinea un'onda asimmetrica di lungo periodo; cioè di circa 76 anni.*

Le grandezze che si considerano in Meteorologia sono sottoposte a variazioni incessanti: alcune regolari o periodiche, altre irregolari o perturbatrici, che presentano tutte un carattere comune, oscillano cioè tra due valori limiti. Si rappresentano spesso sotto forma di diagramma dando i valori della grandezza in esame a intervalli uguali di tempo. A causa di queste variazioni multiple l'andamento degli elementi meteorologici diviene spesso troppo complesso per prestarsi allo studio immediato. Il metodo delle medie, uno dei più fecondi che si possa adottare in Meteorologia, semplifica ordinariamente il problema. Esistono in pratica un gran numero di procedimenti che permettono di determinare il valore numerico della media. Si può ottenere a mezzo di strumenti, per esempio, col planimetro che permette di misurare direttamente la superficie compresa fra le due ordinate estreme, l'asse delle ascisse e la linea rappresentatrice della grandezza in esame: dividendo il numero ottenuto per la lunghezza della base il quoziente che si ottiene dà l'altezza del rettangolo equivalente, cioè la media cercata. Il metodo più semplice e più conveniente è quello di prendere la media aritmetica.

Se nelle stazioni che posseggono una lunga serie di osservazioni si calcolano i valori medi dei diversi elementi (pressione atmosferica, temperatura dell'aria ecc.) ovvero si considerino i valori totali (altezza della pioggia, evaporazione ecc.), i valori massimi, i minimi ovvero le escursioni intese come differenze tra i valori massimi e i minimi (pressione, temperatura ecc.) si vede che essi *non sono uguali da un anno all'altro*, procedendo magari per salti bruschi in un senso o in un altro.

È naturale supporre che queste anomalie non siano dovute al caso e che abbiano una esistenza reale: ciò costituisce la questione della *variabilità dei climi* e si riattacca strettamente a quella delle influenze cosmiche e alla periodicità dei fenomeni dell'atmosfera.

Numerose ricerche sono state fatte per ritrovare nei fenomeni meteorici l'influenza delle macchie solari. Difatti le macchie solari presentano nella loro frequenza una variazione *assai regolare* la cui esistenza è bene stabilita e di cui il periodo è di circa 11 anni. Questa non è del resto una periodicità rigorosa come il periodo di rivoluzione degli astri: in effetti l'intervallo dei due massimi o dei due minimi consecutivi varia da 8 a 14 anni, ma si sono anche osservati i valori eccezionali di 7 e 17 anni, mentre le durate durante le quali le macchie aumentano o diminuiscono di frequenza non sono uguali.

Ricerche su altre periodicità, a più o meno lunga scadenza, per elementi meteorologici, hanno stabilito: un periodo di 35 anni, detto periodo di BRÜCKNER; un periodo di 23 anni, detto periodo di WILD; un periodo di 19 anni, collegato al ciclo lunare, ecc.

L'escursione annua della temperatura, intesa come differenza tra la massima e la minima temperatura media mensile raggiunta nell'anno stesso, deve, come altre grandezze, essere sottomessa a fluttuazioni. Dalla bella serie dei dati relativi all'escursione annua della temperatura a Roma dal 1811 al 1925 il prof. EREDIA ⁽¹⁾ riesce a mettere in evidenza « l'accento ad una qualche periodicità ».

Allo scopo quindi di estendere la ricerca di eventuali variazioni periodiche, ho preso in esame dalla serie suddetta i valori dal 1825 al 1925 ⁽²⁾, poichè in questo genere di ricerche la *continuità della serie* è condizione necessaria; cioè un periodo che supera i cento anni di osservazione continua.

⁽¹⁾ F. EREDIA, *La temperatura a Roma*. « Calend. R. Oss. Astr. del Campidoglio », serie II, vol. III (1927).

⁽²⁾ La serie 1811-1925 ha una lacuna nel 1824.

Tali valori sono riportati nella Tabella I.

TABELLA I.

Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.
1825	16.5	1840	17.7	1855	19.2	1870	20.1	1885	20.2	1900	16.6	1915	16.3
1826	18.6	1841	17.0	1856	17.4	1871	20.6	1886	17.2	1901	19.6	1916	16.9
1827	18.1	1842	18.8	1857	18.3	1872	17.1	1887	20.4	1902	18.0	1917	18.6
1828	18.9	1843	15.7	1858	20.5	1873	19.4	1888	18.5	1903	18.8	1918	17.6
1829	18.2	1844	17.8	1859	21.0	1874	20.0	1889	18.7	1904	18.8	1919	18.0
1830	20.5	1845	17.7	1860	17.1	1875	19.2	1890	17.8	1905	18.1	1920	17.5
1831	16.9	1846	18.1	1861	20.4	1876	17.6	1891	20.0	1906	18.5	1921	17.9
1832	17.8	1847	16.6	1862	18.3	1877	17.8	1892	17.8	1907	18.9	1922	19.8
1833	16.8	1848	19.1	1863	18.3	1878	19.2	1893	20.8	1908	18.4	1923	20.5
1834	18.7	1849	18.1	1864	21.4	1879	21.4	1894	19.1	1909	18.5	1924	19.6
1835	17.5	1850	19.2	1865	20.2	1880	22.4	1895	18.4	1910	15.4	1925	18.4
1836	18.5	1851	18.8	1866	18.3	1881	18.2	1896	20.3	1911	20.3		
1837	17.5	1852	16.1	1867	19.1	1882	17.7	1897	19.3	1912	18.1		
1838	14.9	1853	16.9	1868	17.8	1883	17.2	1898	18.0	1913	15.3		
1839	17.3	1854	18.1	1869	20.7	1884	17.8	1899	16.6	1914	18.4		

Risulta cioè che l'escursione annua della temperatura da un anno all'altro, subisce variazioni brusche ora in un senso ora in un altro.

Il massimo valore raggiunto fu di 22°4 nel 1880 e il minimo fu di 14°9 nel 1838, avendosi cioè una differenza fra i due anni suddetti di 7°5.

Il *valore normale dell'escursione* relativo al periodo 1825-1925, cioè il valore medio generale delle escursioni segnate nella Tabella I è 18°4. Ora, calcolando per ciascun anno, le deviazioni positive o negative dalla normale suddetta si hanno i valori ΔE dati dalla Tabella II.

TABELLA II.

Anni	ΔE	Anni	ΔE	Anni	ΔE	Anni	ΔE	Anni	ΔE	Anni	ΔE	Anni	ΔE
1825	-1.9	1840	-0.7	1855	+0.8	1870	+1.7	1885	+1.8	1900	-1.8	1915	-2.1
1826	+0.2	1841	-1.4	1856	-1.0	1871	+2.2	1886	-1.2	1901	+1.2	1916	-1.5
1827	-0.3	1842	+0.4	1857	-0.1	1872	-1.3	1887	-2.0	1902	-0.4	1917	+0.2
1828	+0.5	1843	-2.7	1858	+2.1	1873	+1.0	1888	+0.1	1903	+0.4	1918	-0.8
1829	-0.2	1844	-0.6	1859	+2.6	1874	+1.6	1889	+0.3	1904	+0.4	1919	-0.4
1830	+2.1	1845	-0.7	1860	-1.3	1875	+0.8	1890	-0.6	1905	-0.3	1920	-0.9
1831	-1.5	1846	-0.3	1861	+2.0	1876	-0.8	1891	+1.6	1906	+0.1	1921	-0.5
1832	-0.6	1847	-1.8	1862	-0.1	1877	-0.6	1892	-0.6	1907	+0.5	1922	+1.4
1833	-1.6	1848	+0.7	1863	-0.1	1878	+0.8	1893	-2.4	1908	0.0	1923	+2.1
1834	+0.3	1849	-0.3	1864	+3.0	1879	+3.0	1894	+0.7	1909	+0.1	1924	+1.2
1835	-0.9	1850	+0.8	1865	+1.8	1880	+4.0	1895	0.0	1910	-3.0	1925	0.0
1836	+0.1	1851	+0.4	1866	-0.1	1881	-0.2	1896	+1.9	1911	+1.9		
1837	-0.8	1852	-2.3	1867	+0.7	1882	-0.7	1897	+0.9	1912	-0.3		
1838	-3.5	1853	-1.5	1868	-0.6	1883	-1.2	1898	-0.4	1913	-3.1		
1839	-1.1	1854	-0.3	1869	+2.3	1884	-0.6	1899	-1.8	1914	0.0		

I valori ΔE sono rilevati nel diagramma della figura 1. Dal 1825 al 1338 l'escursione annua della temperatura a Roma diminuisce per risalire ad onde irregolari sino al 1880 e quindi decrescere, sempre per onde, sino al 1913, anno in cui scende quasi allo stesso valore del 1838, per poi nuovamente risalire sino al 1925.

Rileviamo ancora che nel 1838 si ebbe una deviazione negativa di 3.5, nel 1880 una positiva di 4.0 e nel 1913 una negativa di 3.1. Quindi risulta che *alle variazioni annuali dell'escursione presiede una legge alternativa che insiste nonostante le accidentalità della linea rappresentatrice* e che bisogna cercare di porre in evidenza.

Molti e diversi sono i metodi impiegati nella ricerca delle variazioni periodiche. Dirò che in generale si è cercato con una serie di compensazioni di diminuire le irregolarità dei valori rilevati.

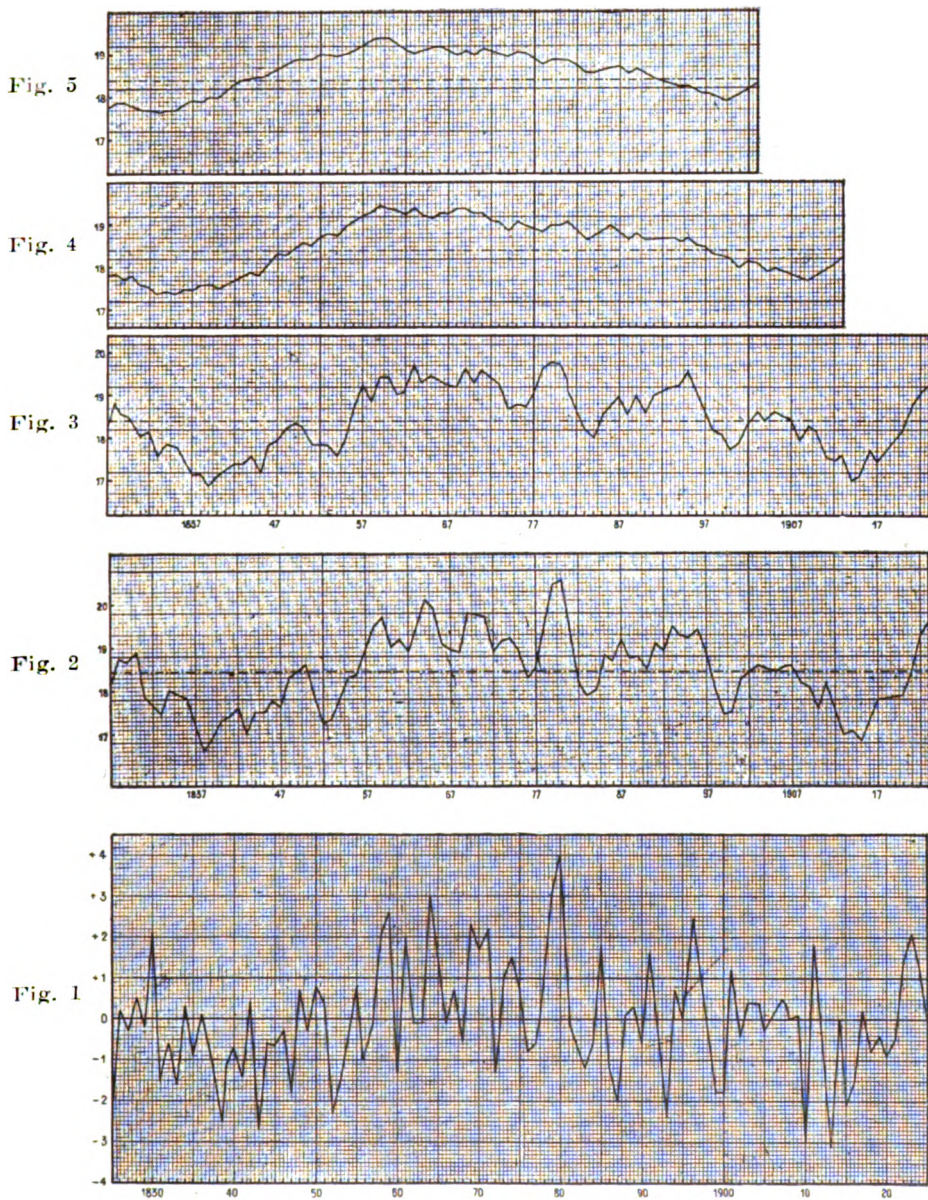
Se a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 sono i valori dell'elemento considerato durante 5 anni consecutivi, si prende per valore dell'anno intermedio il numero: $1/5 (a_1 + a_2 + a_3 + a_4 + a_5)$ che rimpiazza a_3 e così di seguito. Si vede che l'influenza del numero osservato a_3 viene a ridursi. Tale è il metodo adottato da BRÜCKNER, mentre ROCHE richiamò l'attenzione sulla utilità di far corrispondere la media adottata ad un anno preciso e quindi ad eseguire il raggruppamento per tre o numero dispari di anni.

Il NORDMANN sostituisce al numero a_2 il valore: $1/4 (a_1 + 2a_2 + a_3)$ che diminuisce meno l'influenza del numero osservato, ovvero rimpiazza a_3 col valore: $1/10 (a_1 + 2a_2 + 4a_3 + 2a_4 + a_5)$ che ha vantaggio di calcolo per il denominatore semplice.

A questo scopo ho applicato ai dati della Tabella I la su accennata formula di NORDMANN a cinque termini per dedurre per ciascun anno il valore perequato dell'escursione e i risultati di tali calcoli sono riportati nella Tabella III.

TABELLA III.

Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.
1827	18.21	1841	17.40	1855	18.30	1869	19.83	1883	17.82	1897	18.88	1911	18.20
1828	18.73	1842	17.61	1856	18.32	1870	19.79	1884	18.09	1898	18.07	1912	17.74
1829	18.66	1843	17.07	1857	18.92	1871	19.69	1885	18.84	1899	17.45	1913	17.08
1830	18.89	1844	17.49	1858	19.51	1872	18.85	1886	18.63	1900	17.48	1914	17.18
1831	17.92	1845	17.49	1859	19.79	1873	19.16	1887	19.19	1901	18.30	1915	16.97
1832	17.78	1846	17.79	1860	19.00	1874	19.19	1888	18.72	1902	18.42	1916	17.34
1833	17.46	1847	17.66	1861	19.17	1875	18.92	1889	18.78	1903	18.65	1917	17.77
1834	17.97	1848	18.31	1862	18.91	1876	18.36	1890	18.49	1904	18.55	1918	17.80
1835	17.88	1849	18.44	1863	19.32	1877	18.54	1891	19.07	1905	18.47	1919	17.87
1836	17.78	1850	18.58	1864	19.92	1878	19.52	1892	18.97	1906	18.52	1920	17.92
1837	17.20	1851	18.08	1865	19.76	1879	20.48	1893	19.54	1907	18.60	1921	18.47
1838	16.56	1852	17.31	1866	19.10	1880	20.57	1894	19.29	1908	18.23	1922	19.31
1839	16.90	1853	17.40	1867	18.95	1881	19.16	1895	19.25	1909	18.08	1923	19.71
1840	17.31	1854	17.81	1868	18.92	1882	18.18	1896	19.37	1910	17.57		



Coi valori della Tabella III si è tracciato il diagramma della figura 2. Si rileva che l'escursione della temperatura andò diminuendo sino al 1838 e risalì ad onde sino al 1880 per poi deoescere sino al 1915 e poi risalire. Resta così definito un periodo generalmente crescente di 42 anni ed uno generalmente decrescente di 35 anni.

Come onde principali rileviamo successivamente: un'onda di 14 anni (1838-1852), un'onda di 24 anni (1852-1876), un'onda di 23 anni (1876-1899), un'onda di 16 anni (1899-1915): onde quasi simmetriche.

Inoltre queste ne comprendono altre minori tra cui sono degne di particolare rilievo una di 7 anni (1876-1883) e una di 16 anni (1883-1899) in cui si suddivide quella di 23 anni (1876-1899).

Applicando invece ai dati della Tabella I il metodo di BRÜCKNER per cinque anni consecutivi, si ottengono i valori dati dalla Tabella IV e rilevati nella figura 3.

TABELLA IV.

Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.
1827	18.06	1841	17.30	1855	17.98	1869	19.06	1883	18.22	1897	18.52	1911	17.52
1828	18.86	1842	17.40	1856	18.70	1870	19.26	1884	18.02	1898	18.16	1912	17.50
1829	18.52	1843	17.40	1857	19.28	1871	19.58	1885	18.56	1899	18.02	1913	17.68
1830	18.46	1844	17.62	1858	18.86	1872	19.44	1886	18.82	1900	17.76	1914	17.00
1831	18.04	1845	17.18	1859	19.46	1873	19.26	1887	19.00	1901	17.92	1915	17.10
1832	18.14	1846	17.86	1860	19.46	1874	18.66	1888	18.52	1902	18.36	1916	17.76
1833	17.54	1847	17.92	1861	19.02	1875	18.80	1889	19.08	1903	18.66	1917	17.48
1834	17.86	1848	18.22	1862	19.10	1876	18.76	1890	18.56	1904	18.44	1918	17.72
1835	17.82	1849	18.36	1863	19.72	1877	19.04	1891	19.02	1905	18.62	1919	17.92
1836	17.44	1850	18.26	1864	19.30	1878	19.68	1892	19.10	1906	18.54	1920	18.16
1837	17.16	1851	17.82	1865	19.46	1879	19.80	1893	19.22	1907	18.48	1921	18.74
1838	17.20	1852	17.82	1866	19.36	1880	19.78	1894	19.28	1908	17.94	1922	19.06
1839	16.90	1853	17.82	1867	19.22	1881	19.38	1895	19.58	1909	18.30	1923	19.24
1840	17.14	1854	17.54	1868	19.20	1882	18.66	1896	19.02	1910	18.14		

Risulta che l'escursione decresce sino al 1839, poi risale fino al 1879 per poi deoescere sino al 1914 e quindi risalire ancora, restando così caratterizzato un primo periodo crescente di 40 anni ed un secondo decrescente di 35 anni, mentre tra i due minimi, praticamente uguali, intercede un periodo di 75 anni. Come onde principali notiamo una di 15 anni (1839-1854), una di 22 anni (1854-1876), una di 24 anni (1876-1900) e un'altra di 14 anni (1900-1914). Anche con l'applicazione di questo metodo le onde risultano quasi simmetriche e si identificano con le precedenti.

Dal confronto delle figure 2 e 3 può rilevarsi, come particolare degno di nota, che il secondo procedimento elimina meglio le onde di

carattere accidentale, tendendo a far meglio raggiungere alla linea risultante il noto andamento di carattere periodico. A questo scopo ho esteso il procedimento precedente sino a 15 termini. I risultati di tali calcoli sono riportati nella Tabella V da cui ho rilevato la figura 4.

TABELLA V.

Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.	Anni	Escurs.
1832	17.79	1845	17.53	1858	18.80	1871	19.23	1884	18.97	1897	18.66	1910	17.95
1833	17.87	1846	17.66	1859	18.77	1872	19.23	1885	18.97	1898	18.68	1911	17.87
1834	17.76	1847	17.71	1860	18.97	1873	19.38	1886	19.07	1899	18.58	1912	17.82
1835	17.81	1848	17.81	1861	19.03	1874	19.37	1887	18.92	1900	18.65	1913	17.78
1836	17.59	1849	17.84	1862	19.20	1875	19.28	1888	18.66	1901	18.49	1914	17.74
1837	17.57	1850	17.81	1863	19.26	1876	19.24	1889	18.79	1902	18.45	1915	17.90
1838	17.38	1851	18.13	1864	19.47	1877	19.05	1890	18.90	1903	18.25	1916	17.94
1839	17.46	1852	18.34	1865	19.39	1878	19.05	1891	18.95	1904	18.25	1917	18.01
1840	17.38	1853	18.30	1866	19.32	1879	18.83	1892	18.87	1905	18.17	1918	18.21
1841	17.53	1854	18.45	1867	19.25	1880	19.05	1893	18.63	1906	17.99		
1842	17.49	1855	18.57	1868	19.39	1881	18.99	1894	18.79	1907	18.11		
1843	17.61	1856	18.51	1869	19.21	1882	18.90	1895	18.63	1908	18.09		
1844	17.63	1857	18.73	1870	19.17	1883	18.81	1896	18.65	1909	17.91		

L'escursione raggiunse il minimo col valore 17.38 nel 1838 e nel 1840, risalì a 19.47 sino al 1864, poi andò via via decrescendo fino al 1914 in cui assunse il valore 17.74. Resta così definito il primo periodo di 24-26 anni con amplitudine di 2.09 e il secondo di 50 anni con amplitudine di 1.73 e complessivamente per i due minimi principali intercede un periodo di 76 anni.

Infine la figura 5 dà il diagramma che risulta dall'identico procedimento con una perequazione a 25 termini. La *linea rappresentatrice assume evidentemente carattere sinusoidale*, mentre insistono lievemente le fluttuazioni di più breve periodo.

CONCLUSIONI

Risulta quindi evidente che l'andamento delle variazioni della escursione della temperatura a Roma ha *carattere periodico*. Eliminando via via le onde perturbatrici di più breve periodo si perviene ad un'onda asimmetrica di lungo periodo e propriamente di circa 76 anni.

Ricerche comparative da eseguirsi su lunghe serie di osservazioni per altri elementi meteorologici e per altre stazioni, potranno portare notevoli contributi allo studio delle relazioni tra i fenomeni astro-

nomici e terrestri, mentre la determinazione esatta dei periodi e delle variazioni accidentali potrà concorrere validamente a risolvere il problema della previsione a lunga scadenza.

BIBLIOGRAFIA

- ARCTOWSKI H., *Cycle des fluctuations climatiques*. « Americ. Journ. Sc. New-Haven Conn. », 42, 1916, pag. 27.
- ARCTOWSKI H., *Les variations séculaires du Climat de Pologne*. « Bull. Soc. Belge d'Astr. », XIII, 1908, pag. 301.
- BAUR, *Période de 11 ans pour la température de l'Europe en relation avec la période des taches solaires*. « Braunschweig. Meteor. Zeitschrift », 39, 1922, pag. 289.
- BROOKS C. E. P., *Variation séculaire dans les éléments climatiques*. « Geogr. Rew. », New York, 11, 1921, pag. 120.
- BRÜCKNER E., *Klimaschwankungen und Völkerwanderungen*. « Sitz. d. K. Akad. d. Wiss. », 1912.
- EREDIA F., *La predizione della siccità in Europa*. « Elettrotecnica », vol. IX, 1922, pag. 746.
- NORDMANN C., *La période des taches solaires et les variations des températures moyennes annuelles de la terre*. « C. R. de l'Acad. des Sc. », vol. CXXXVI, 1903, pag. 1047.
- RIZZO G. B., *Macchie solari e la temperatura dell'aria a Torino*. « Riv. Scientif. », 1897, pag. 306.
- ROCHE E., *Les variations périodiques de la température*. « L'Astronomie », 1883, pag. 287. *Relations entre les phénomènes solaires et terrestres*. Conseil International de Recherches. Relations entre les phénomènes solaires et terrestres. Chiron, Paris, 1926.
-

SULLA MISURA DI PICCOLE VARIAZIONI DI AUTOINDUZIONE MEDIANTE LA LAMPADA A TRE ELETTRODI

Nota del Dott. DOMENICO MONTANARI

Sunto. — Si è studiata l'attitudine di due metodi « della corrente di placca » ad essere usati per misurare piccole variazioni di autoinduzione. Nel primo metodo le variazioni di autoinduzione vengono effettuate nello stesso circuito dell'oscillatore a lampada, mentre nel secondo metodo sono effettuate in un circuito oscillante accoppiato elettromagneticamente con quello.

I risultati raggiunti sono soddisfacenti. Le curve ottenute sperimentalmente indicano le possibilità ed il vantaggio di tale applicazione della lampada a tre elettrodi. Ponendosi infatti in opportune condizioni, si può produrre la variazione di un deci-milliampère dell'intensità della corrente continua che percorre il circuito di placca con una variazione di autoinduzione di 0,03 microhenrys.

È noto che fra le applicazioni più importanti, che della lampada a tre elettrodi si possono fare alla misura di grandezze fisiche, sono da annoverarsi quelle che hanno per oggetto la determinazione di piccole variazioni di capacità e di autoinduzione. Tali applicazioni della lampada a tre elettrodi utilizzano la sua proprietà oscillatrice e possono classificarsi in tre metodi: metodo « di risonanza », metodo « dei battimenti » e metodo « della corrente di placca ».

Ma mentre le ricerche sperimentali per la misura di variazioni di capacità sono numerosissime e sono già state effettuate nei tre diversi metodi, soltanto il metodo « dei battimenti » è stato utilizzato per misurare variazioni di autoinduzione ⁽¹⁾.

Mi sono perciò proposto di studiare nel presente lavoro l'attitudine di due metodi « della corrente di placca » alla misura di piccole variazioni di autoinduzione.

Questi due metodi si basano entrambi sulle variazioni che subisce la corrente continua, che percorre il circuito di placca, quando si

⁽¹⁾ V. M. BELTZ « Proc. Cambridge Phil. Soc. », t. 21, febr. 1922; « Phil. Mag. », t. 44, 1922.

varia l'autoinduzione di un circuito oscillante opportunamente collegato alla lampada, avendo scelto il punto di funzionamento iniziale sopra un tratto curvo della caratteristica « corrente di placca-tensione di griglia » della lampada stessa.

In queste condizioni, infatti, l'intensità della corrente continua del circuito di placca varia con l'innescarsi delle oscillazioni e col variare della frequenza e dell'ampiezza di queste.

Nel primo metodo le variazioni di autoinduzione vengono effettuate nello stesso circuito dell'oscillatore a lampada. Il tipo di oscillatore usato è quello ad accoppiamento elettrostatico rappresentato nella figura 1.

Il condensatore C di accoppiamento è a capacità variabile e permette di porre l'oscillatore in condizioni di mantenimento delle oscillazioni. La bobina L_p inserita nel circuito di placca è ad autoindu-

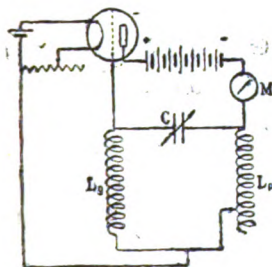


Fig. 1

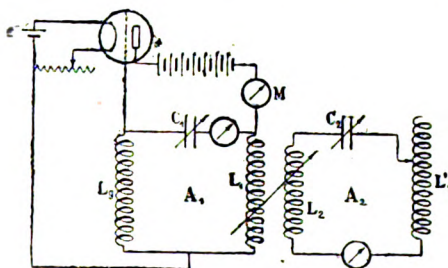


Fig. 2

zione variabile con continuità ed è collocata a debita distanza dalla bobina L_g di griglia per eliminare qualsiasi effetto di induzione mutua. Le variazioni della corrente di placca sono registrate da un sensibile milliamperometro elettromagnetico M .

Nel secondo metodo le variazioni di autoinduzione sono prodotte per mezzo della bobina L'_2 in un circuito oscillante accoppiato elettromagneticamente all'oscillatore a lampada (fig. 2). Se, regolato opportunamente l'accoppiamento fra i circuiti A_1 e A_2 , si modifica il grado d'accordo fra i due circuiti col variare l'autoinduzione L'_2 , l'intensità della corrente oscillante nel circuito primario subisce delle variazioni in conseguenza della diversa quantità di energia assorbita dal secondario. Queste variazioni si riflettono sulla intensità della corrente continua di placca, sempre che ci si ponga inizialmente in un punto adatto della caratteristica della lampada.

...

Le curve « corrente di placca » (J) — autoinduzione (L) — ottenute sperimentando a varie frequenze col primo metodo, hanno generalmente la forma di quella rappresentata nella fig. 3; la parallela all'asse delle ascisse di ordinata $J = J_0$ indica i valori che la

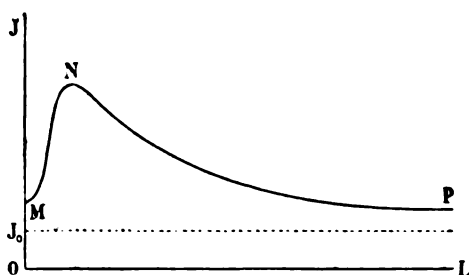


Fig. 3

corrente conserverebbe in assenza delle oscillazioni. Di queste curve ho tentato di dare una spiegazione teorica. Partendo dall'ipotesi che alla vera caratteristica « corrente di placca (J) — tensione di griglia (u) » della lampada possa sostituirsi una spezzata formata da due tratti rettilinei orizzontali di ordinate $J = 0$ e $J = J_s$ (intensità di saturazione della corrente di placca) e di un tratto

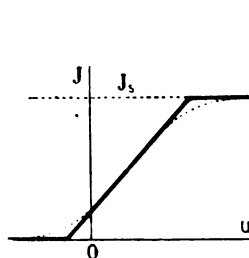


Fig. 4

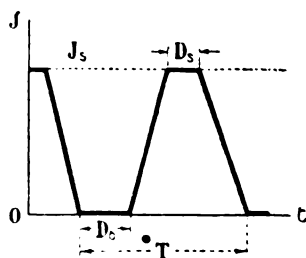


Fig. 5

intermedio inclinato (fig. 4), attraverso semplici ragionamenti si può giungere a rappresentare per mezzo della curva tracciata nella fig. 5 la forma che assume la corrente di placca in funzione del tempo, quando le variazioni periodiche dei potenziali di griglia e di placca tendono a portare la intensità della corrente di placca oltre ai limiti $J = 0$ e $J = J_s$, nei quali essa deve mantenersi. Infatti, come è noto,

la corrente di placca perde allora qualsiasi forma sinusoidale per assumere una forma trapezoidale ⁽¹⁾.

Il valore medio J_m della corrente di placca, che è quello indicato dal milliamperometro elettromagnetico M , è dato allora dalla relazione:

$$J_m = \frac{J_s}{2} \left(1 + \frac{D_s - D_0}{T} \right).$$

ove T è il periodo di oscillazione, e D_s e D_0 sono gli intervalli di tempo durante i quali la corrente di placca si mantiene per ogni periodo rispettivamente alla saturazione e allo 0. Poichè per un circuito oscillante di autoinduzione L e capacità C , in cui le oscillazioni sono mantenute per mezzo di una lampada, il periodo, con sufficiente approssimazione, è $T = 2\pi \sqrt{LC}$, la relazione precedente si può scrivere:

$$J_m = \frac{J_s}{2} \left(1 + \frac{D_s - D_0}{2\pi \sqrt{LC}} \right).$$

Se si suppone che, entro certi limiti di frequenza e di ampiezza delle variazioni dei potenziali di griglia e di placca, la differenza $(D_s - D_0)$ possa ritenersi sensibilmente costante, la funzione $J_m = f(L)_0$

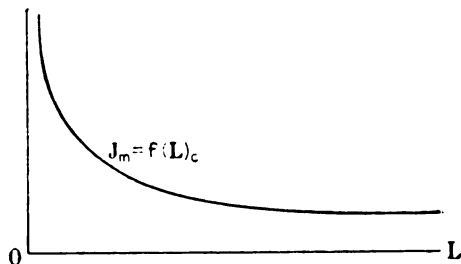


Fig. 6

è rappresentata da una curva del tipo indicato nella fig. 6. Essa corrisponde abbastanza fedelmente al ramo NP della curva sperimentale $J-L$.

Evidentemente però le ipotesi poste a base di queste semplici deduzioni, sono lontane dall'essere soddisfatte interamente ed in ogni punto dalle condizioni di funzionamento dell'oscillatore ed il risultato teorico a cui sono pervenuto, giustifica solo in parte i risultati sperimentali. Ma uno studio esauriente e dettagliato dei complessi e svariati fenomeni di cui è sede un oscillatore a lampada, mi porterebbe fuori dall'ambito di questo lavoro.

(1) V. DUFOURD e MESNY « L'onde électr. », t. 2, p. 620, 1920.

...

Col secondo metodo ho sperimentato a due diversi gradi di accoppiamento fra i circuiti A_1 e A_2 , ossia *accoppiamento stretto* e *accoppiamento semplicemente lasco*, ottenendo delle curve del tipo di quelle tracciate rispettivamente nella fig. 7 e nella fig. 8.

Queste curve rappresentano l'intensità J della corrente continua di placca e le intensità efficaci I_1 e I_2 delle correnti oscillanti rispettivamente nel circuito A_1 ed in quello A_2 , in funzione dell'autoinduzione del circuito secondario.

Come risulta dalla fig. 7, se i due circuiti A_1 e A_2 sono strettamente accoppiati, si ha un disinnesco delle oscillazioni nell'oscil-

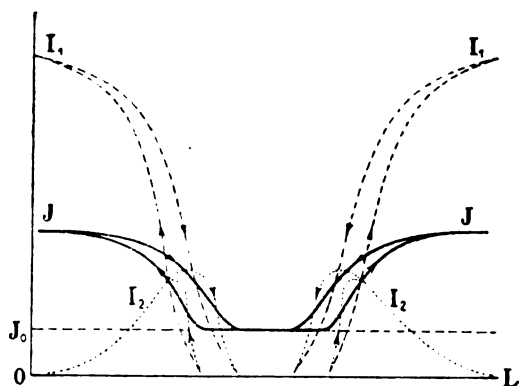


Fig. 7

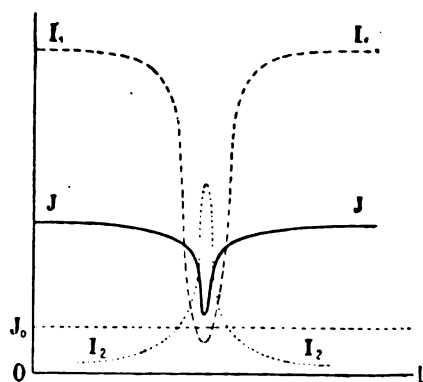


Fig. 8

latore in seguito all'eccessivo assorbimento di energia da parte del secondario, quando, col variare di L'_2 , questo è portato ad avere una pulsazione propria vicina a quella dell'oscillatore. Si verifica allora che, per l'«inerzia» dell'oscillatore, le curve ottenute variando in un senso l'autoinduzione, non coincidono interamente con quelle ottenute variando l'autoinduzione in senso contrario.

Se invece i due circuiti sono accoppiati in modo semplicemente lasco (fig. 8), si nota un minimo dell'intensità della corrente dell'oscillatore, e quindi anche della corrente continua del circuito di placca, quando A_2 è posto in risonanza con A_1 ; la corrente in A_2 raggiunge in tal punto la intensità massima. In questo caso, in qualunque senso si varii l'autoinduzione, per gli stessi valori di L'_2 si notano sempre gli stessi valori di J .

Con questo metodo ho sperimentato a frequenze che vanno da $2,8 \cdot 10^5$ a $4,5 \cdot 10^6$ oscillazioni al secondo; col primo metodo a frequenze da $1,26 \cdot 10^5$ a $6,25 \cdot 10^5$.

Dall'esame delle curve ottenute sperimentalmente si può dedurre l'attitudine dei due metodi usati a misurare piccole variazioni di autoinduzioni.

Per quanto si riferisce al primo metodo, le curve presentano interesse a tale scopo solo nel ramo MN , ove si notano rapidi aumenti della corrente di placca per piccoli aumenti dell'autoinduzione della bobina di placca. In tutto il tratto restante ogni curva non fa che indicare una lentissima diminuzione di corrente.

Il secondo metodo poi non è adatto ad effettuare misure precise nel caso dell'accoppiamento stretto per la complessità dei fenomeni ai quali esso dà luogo; lo è invece quando i due circuiti sono accoppiati in modo semplicemente lasco.

Le curve ottenute sia col primo come col secondo metodo (accoppiamento semplicemente lasco) presentano tratti rettilinei. Definendo come sensibilità s presentata dai due metodi la variazione in microhenrys d'autoinduzione necessaria a produrre la variazione di un decimilliampère della corrente continua di placca, si ha che lungo questi tratti rettilinei la sensibilità si mantiene costante. I valori di s da me così ottenuti si aggirano attorno a 0,1 microhenrys/decimilliampères, e raggiungono il valore di 0,05 col primo metodo e di 0,03 col secondo. Si ha quindi che, ponendosi in uno dei tratti rettilinei delle curve sperimentali « $J - L$ », dalla variazione della corrente di placca si può dedurre in modo immediato e preciso la corrispondente variazione di autoinduzione.

Da ciò risulta come la lampada a tre elettrodi possa essere con profitto utilizzata per tali misure servendosi dei due metodi descritti.

Mi è grato esprimere al prof. MAJORANA i più sentiti ringraziamenti per gli aiuti e i consigli fornitimi durante l'esecuzione del presente lavoro.

Bologna, Istituto di Fisica « A. Righi », marzo 1927.

A PROPOSITO DI TRASMISSIONE DEL CALORE

Nota di P. E. BRUNELLI

Nel numero di maggio 1927 del N. C. è stato pubblicato un articolo del sig. Bernini nel quale sono descritte alcune esperienze intese a determinare i valori dei coefficienti di trasmissione fra vapore e parete e fra acqua e parete. Non volendo o non potendo rilevare direttamente i valori della temperatura della parete l'A. si è servito di due tubi concentrici ed ha ottenuto tre diverse combinazioni facendo passare nel tubo interno prima vapore, poi acqua, poi ancora acqua mentre nell'intercapedine passavano rispettivamente acqua, acqua, vapore ed ammesso la costanza dei coefficienti parete-vapore, superficie convessa-acqua, superficie concava-acqua ha ritenuto di poterne con tali tre serie di esperienze determinare separatamente i valori.

Lo scritto ha il sottotitolo *esperienze preliminari*, onde può non sembrare fuor di luogo richiamare l'attenzione dell'A. sopra alcune circostanze che sembrano render legittimi dubbi abbastanza gravi sulla attendibilità dei risultati ottenuti.

1. Nella 1^a serie passavano per l'intercapedine 66 kg. di acqua all'ora; nella 2^a, 90; onde in quest'ultima la velocità dell'acqua è 1,36 volte quella della prima. L'A. ammette uguali nei due casi i coefficienti parete-acqua. L'assunzione non sembra sostenibile. Tutto il materiale sperimentale disponibile porta alla conclusione che il coefficiente di trasmissione è funzione della velocità dell'acqua; e questo fatto almeno qualitativamente è pacifico, se anche v'è disaccordo sulle valutazioni quantitative dell'influenza della velocità. E questo materiale non è tutto costituito da esperienze su scala industriale; anche a prescindere dalle esperienze del SER, sulle quali (almeno per quanto a me è riuscito rintracciare) si hanno troppo scarsi elementi, quelle dello STANTON appaiono tali da dare larghe garanzie di rigore scientifico.

Le stesse controversie sul modo di influire della velocità sembrano dovute più che ad intrinseca difficoltà del problema a con-

fusione nel modo di impostarlo, poichè qui, almeno da qualcuno, non si è fatta distinzione fra l'influenza della velocità sul coefficiente parete-acqua e quella sul coefficiente vapore-acqua.

Per ciò che riguarda il coefficiente parete-acqua le esperienze dello STANTON sembrano dimostrare esaurientemente che esso è all'ingrosso proporzionale alla velocità; più prossimamente (in armonia con un'ipotesi di OSBORNE-REYNOLDS) a V^{n-1} se indichiamo con V la velocità, e con n l'esponente della velocità nella formula della resistenza d'attrito; onde per tubi lisci $n - 1$ è dell'ordine di 0,85; ed il risultato è perfettamente confermato anche da esperienze del JORDAN.

La quantità di calore trasmessa dal vapore all'acqua invece varia assai più lentamente col variare della velocità, perchè su di essa influisce anche il valore del coefficiente vapore-parete; al variare della velocità varia il regime delle temperature della parete, temperature che risultano tanto più basse quanto più alta è la velocità dell'acqua; onde la diminuzione dell'eccesso di temperatura della parete sull'acqua riduce il beneficio dell'aumento di velocità. Un tentativo di valutazione quantitativa di questo effetto in certe condizioni è contenuto in una mia nota del 1924 (Atti R. Ist. d'Inc., Napoli). All'ingrosso si vede che il coefficiente globale vapore-acqua varia come la velocità elevata ad un esponente compreso fra 0.5 e 0.3 e tanto più basso quanto maggiore è la resistenza alla trasmissione dal lato vapore; quindi per esempio quanto maggiore è la percentuale di aria commista al vapore, o meno buono lo stato di pulizia dei tubi dal lato del vapore stesso per eventuali depositi grassi.

Nelle condizioni delle esperienze dell'A. si tratta del coefficiente parete-acqua, ed il valore di questo nelle due serie di esperienze anzichè restare costante varierà presumibilmente quasi come 66:90.

2. Nelle esperienze della 2ª serie l'acqua del tubo interno cede calore all'acqua dell'intercapedine; in quelle della terza essa riceve calore dal vapore dell'intercapedine; onde nel primo caso si determina un coefficiente acqua-parete e nel secondo un coefficiente parete-acqua. L'A. li suppone uguali. Anche qui le esperienze dello STANTON sembrano dimostrare che il *senso* della trasmissione ha una influenza tutt'altro che trascurabile. In altro campo alla stessa conclusione arriva anche il NADAL.

3. Con riferimento alle esperienze della seconda serie, se io non vado errato, la differenza delle temperature medie non è uguale al

valor medio delle differenze di temperatura. D'altronde anche all'ingrosso l'eccesso di temperatura scende da 5,2 all'entrata a 4,6 all'uscita; onde non si concepisce un valor medio 5,3. Ricalcolando con una ben nota formula si trova 4,9, cioè un valore che, in quest'ordine di approssimazione, non differisce dalla media aritmetica dei valori estremi.

4. Riesce difficile seguire l'A. nelle considerazioni che egli fa sull'esperienza di controllo. Egli ritiene che l'aria disciolta nell'acqua o aderente alla parete aumenti la resistenza alla trasmissione parete-acqua. Dato e non concesso che ciò sia, nell'esperienza con acqua non disaerata dovrebbe aumentare la resistenza globale, e i calcoli dovrebbero portare a coefficienti globali minori — coefficienti parete-acqua minori — coefficienti vapore-parete invariati; o al più diminuiti anch'essi se vi è aumento sensibile di aria anche dalla parte del vapore. Invece l'A. ci dice di aver trovato degli α_2 minori della metà o di due terzi, e per conseguenza dei valori di α_1 di $25000 \div 350000$ in luogo di 13000. Che vuol dire ciò? Forse il coefficiente globale è rimasto o si è supposto invariato? Questo sarebbe assurdo se uno degli elementi da cui dipende è largamente variato. Forse l'A. potrà trovare occasione di chiarire questo punto.

5. Non sembra che gli alti valori del coefficiente di trasmissione vapore-parete si possano dismettere alla leggiera come infondati. Vi è per lo meno una determinazione diretta fatta con ogni rigore ed è quella del CALLENDAR, e questi trova valori fino a 18800 con vapore press'a poco alla pressione atmosferica.

L'argomento trattato dall'A. è estremamente importante. Nuovi contributi sperimentali ad esso sono vivamente desiderati, tanto per ragioni scientifiche, quanto per ragioni tecniche. Ma appunto perciò noi abbiamo bisogno di poter fare su questi nuovi contributi sicuro assegnamento.

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELLE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzari:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA a collaborazione veramente internazionale.

È L'UNICA RIVISTA a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. Chiedere un fascicolo di saggio gratuito al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta o di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 130 — Francia e Colonie francesi Frs. 150 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti S. 10 — Altri paesi Lire italiane 160

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE AGOSTO-SETTEMBRE-OTTOBRE 1927 ANNO IV-N.8

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATA IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCANTI

SOMMARIO

Q. MAJORANA: *Su di un nuovo metodo di telefonia ottica con luce ordinaria o con luce ultravioletta.* — V. RONCHI: *Sulla teoria delle frangie del Brewster.* — L. MAZZA: *Un nuovo tubo metallico a catodo incandescente per raggi X.* — RIVISTA: G. MAYR: *Conducibilità elettrica nei solidi.* — SEB. TIMPANARO: *Sull'urto delle sfere elastiche.* — *Notiziario.*

JUL 24 1928



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

“ IL NUOVO CIMENTO ”

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

SU DI UN NUOVO METODO DI TELEFONIA OTTICA CON LUCE ORDINARIA O CON LUCE ULTRAVIOLETTA

Nota del Prof. QUIRINO MAJORANA

Fra i vari mezzi di telecomunicazione, ed in particolare tra quelli mediante radiazioni di lunghezza d'onda con carattere ottico propriamente detto, non ne esisteva finora uno che permettesse la trasmissione della parola, mediante radiazioni ultraviolette.

Mi sono proposto, da qualche tempo, di risolvere tale problema che può presentare interessi pratici evidenti e dei quali non discuterò in questa Nota, limitandomi allo studio tecnico del problema.

Questo si differenzia da altri più o meno analoghi, da tempo risolti, per le ragioni seguenti. Anzitutto i vecchi e ben conosciuti sistemi di radiofonia utilizzavano le onde luminose meno refrangibili dello spettro o addirittura quelle calorifiche. Ricordo, che i migliori risultati furono ottenuti mediante l'uso, nell'apparecchio trasmettente, dell'arco cantante, grazie ai lavori di SIMON, CRAM e HAYES, RUHMER. Questi autori adoperavano, come congegno ricevente, un termofono o una cellula a selenio. Nella trasmissione, non venivano così utilizzate le regioni estreme dello spettro verso il violetto e l'ultravioletto, giacchè, per queste radiazioni, tanto i ricevitori cosiddetti termici, che le comuni cellule al selenio, non sono sensibili o per lo meno non lo sono molto.

D'altro canto, sarebbe stato desiderabile di utilizzare appunto le radiazioni ultraviolette per una trasmissione radiofonica perchè con ciò, oltre ad ottenere la invisibilità ad occhio del fascio di onde destinate a convogliare la parola, è a prima indagine sperabile una sensibilità ed una prontezza di recezione rimarchevoli, grazie all'eventuale uso di cellule fotoelettriche, la cui tecnica costruttiva si è in questi ultimi tempi notevolmente perfezionata.

Certamente, il servirsi della luce ultravioletta, quale mezzo di segnalazione a distanza, non è cosa nuova; basta ricordare oltre che il dispositivo di ZICKLER, utilizzante onde ultraviolette molto brevi (e per conseguenza situate molto al di là del violetto), le ricerche di

Wood, che hanno condotto questi a realizzare delle comunicazioni con raggi ultravioletti abbastanza prossimi al violetto. In entrambi questi casi, si tratta di segnalazioni telegrafiche mediante l'alfabeto o codice MORSE. Osservo, a proposito di questi due metodi di segnalazione, come il secondo, cioè quello immaginato dal Wood, sia di molto superiore, per il fatto che esso utilizza lunghezze d'onda notevolmente maggiori, e cioè intorno a $3650 \text{ \AA}$., le quali sono assai meno assorbite dall'atmosfera di quelle realizzate da ZICKLER. Mentre questi non potè arrivare con le sue trasmissioni che a una distanza di poco superiore al chilometro, il Wood è riuscito a superare distanze da due a cinque miglia.

Se dunque la luce ultravioletta ha permesso di realizzare nuovi sistemi di radiotelegrafia, non mi consta che prima d'ora sia stato tentato l'uso di tali radiazioni per lo studio di un nuovo sistema di radiotelefonìa.

È precisamente per colmare questa lacuna che ho eseguite le ricerche di cui dirò nella presente Nota, accennando successivamente ai congegni di trasmissione, a quelli di recezione ed infine ai risultati pratici ottenuti.

Apparato trasmittente. — Per quanto l'arco voltaico costituisca una ottima sorgente di luce ultravioletta, che può venire facilmente modulata mediante i circuiti cosiddetti *dell'arco cantante*, studiati da SIMON, DUDELL, RUHMER ed altri, ne scartai, fin dal principio di queste ricerche, l'uso, in conseguenza della sua instabilità, delle difficoltà derivanti dal suo regolaggio, dall'eccessivo calore che esso sviluppa, ecc.; ed ho eseguito una serie numerosa di tentativi, per ottenere la modulazione di una sorgente di luce ultravioletta e di luce comune ad un tempo, che presentasse notevoli vantaggi sull'arco stesso. E, non uscendo beninteso dai dispositivi fondati sulla conduzione elettrica gassosa, ho fermato la mia attenzione sulla utilizzazione dell'arco a mercurio in un tubo chiuso. Tubi o lampade di tal genere tanto in vetro che in quarzo, si sarebbero prestate allo scopo, ma è sempre preferibile adoprare quelle in quarzo. E ciò, non per il fatto che il quarzo a differenza del vetro, sia trasparente alla luce ultravioletta, ma perchè le lampade in quarzo, come è noto, resistono assai meglio alla sopraelevazione di temperatura e possono dare intensità luminose assai maggiori, che non quelle in vetro.

Ho così preso in esame il problema della modulazione della corrente di alimentazione di una lampada a mercurio, mediante una corrente telefonica, riflettendo sin dal principio di queste ricerche, come il comportamento, sotto tal riguardo, di una lampada a mer-

curio, possa essere notevolmente differente da quello di un arco voltaico comune, fra carboni nell'aria atmosferica. Ed infatti se in quest'ultimo caso le variazioni di temperatura corrispondentemente a quelle dell'intensità di corrente modulata, possono o debbono essere notevolissime (in causa delle correnti di convezione dell'aria circostante), nel caso dell'arco a mercurio, rimaneva *a priori* il dubbio che il fenomeno della modulazione potesse, se non del tutto mancare, svolgersi in modo più debole o insufficiente. Ciò non pertanto, svariati tentativi furono fatti per provocare la modulazione dell'arco a mercurio mediante le fluttuazioni di una corrente microfonica. E da essi ho potuto concludere che realmente ciò è possibile, adottando uno dei dispositivi già adoperati dai precedenti autori per la modulazione di un comune arco fra carboni nell'aria. Ma la modulazione risulta così, forse alquanto più debole, dipendentemente dalle circostanze diverse in cui i due tipi di arco si svolgono.

In vista di ciò, e volendo rendere più cospicui gli effetti, decisi di fare agire sull'arco una corrente microfonica, preventivamente ampliata mediante una valvola termoionica. Il dispositivo che mi ha dato i migliori risultati è quello schematicamente indicato nella fig. 1. *M* è un microfono alimentato da 4 Volts,

attraverso il primario di un rocchetto di induzione *K*₁. Il secondario di questo rocchetto ad alto numero di spire, agisce fra filamento e griglia di un audion *A*. La corrente, così amplificata, traversa il primario di un secondo rocchetto di induzione *K*₂; il cui secondario, a basso numero di spire, agisce sulla

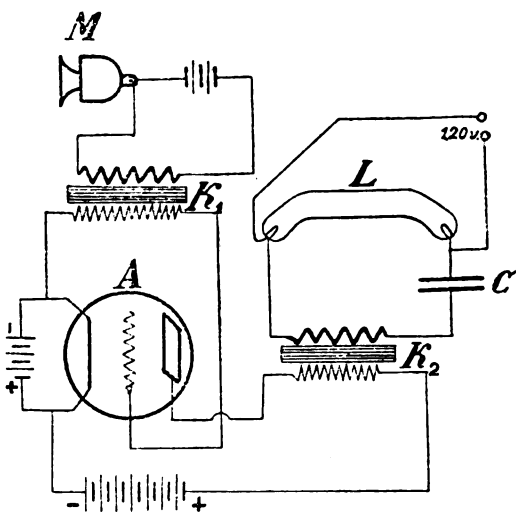


Fig. 1

lampada a mercurio a traverso una capacità *C* di più microfarads. La lampada a mercurio è alimentata da corrente continua, con tensione di un centinaio di Volts. L'uso di bobine strozzatrici sulla linea di questa corrente si è addimostrato non necessario e non molto efficace.

Parlando o producendo dei suoni davanti al microfono, la intensità di corrente dell'arco che è di pochi ampères, fluttua intensamente

persino per un sesto o per un quinto del suo valore. Naturalmente, per evitare eccessiva deformazione nella parola trasmessa, non si deve spingere troppo l'intensità di tale modulazione; e quel valore rappresenta perciò il limite desiderabile o tollerabile, al di là del quale non sarebbe conveniente spingersi. È inutile perciò pensare ad adoperare più di un audion per l'amplificazione preventiva della corrente microfonica. L'intensità di modulazione è stata controllata sia con l'oscillografo che con l'esame dell'arco allo specchio girante. I massimi ed i minimi di luce da questa emessi appaiono così, non solo evidentissimi ma anche assai marcati.

Non è però da credere che tutte le varie lampade a mercurio, che si trovano in commercio, diano risultati egualmente buoni. Senza dare per ora notizie più precise, dirò che mi è apparso essere condizione favorevole alla buona modulazione, la maggior pressione del gas inerte che insieme col mercurio è di solito racchiuso nella lampada. Alcune lampade, forse per la deficienza di tale pressione, mi si sono appalesate come quasi insensibili alla modulazione. Ma sullo studio di tale argomento tornerò in seguito.

È nota la struttura delle linee emesse da un arco a mercurio. Nello spettro visibile fra le più notevoli se ne hanno due gialle, una verde, una violetta e una nel violetto estremo. Poi, al principio dell'ultravioletto, si ha un forte gruppo di quattro righe, le cui lunghezze d'onda si aggirano intorno a 3655 Å (appartenenti alla prima e alla seconda serie accessorie). Altre righe intense si hanno inoltre, ma con lunghezze d'onda più brevi e che non ci interessano.

Al fluttuare della corrente dell'arco, fluttuano naturalmente le intensità luminose corrispondenti a ciascuna di tali righe e principalmente, nella luce visibile, tale fluttuazione corrisponde, per il nostro occhio, a quella della riga verde 5460,76. Nella trasmissione effettuata con l'arco a mercurio, in luce visibile è questa dunque la riga utile. Volendosi servire nella trasmissione di luce, soltanto ultravioletta, basterà sopprimere le cinque righe citate nello spettro visibile, e lasciar passare il gruppo delle quattro righe dell'ultravioletto. Ora, ciò è possibile grazie alle accurate ricerche di Wood, che ha trovato essere il vetro all'ossido di nichel trasparente per tali lunghezze d'onda. Ponendo davanti alla lampada a mercurio uno di tali vetri, rimane assorbita tutta la luce visibile ed anche la ultravioletta estrema; passano a traverso, le radiazioni generate dalle dette quattro righe e da qualche debole altra riga anch'essa invisibile ad occhio, immediatamente vicina.

Con l'uso dunque della lampada ad arco a mercurio, ho così potuto realizzare un ottimo trasmettitore radiofonico, tanto per luce visibile che per luce ultravioletta. Notisi poi che tale luce ultravio-

letta è poco assorbita dall'atmosfera essendo le sue lunghezze d'onda assai prossime a quelle dell'estremo violetto. È poi ovvio che mediante opportuni sistemi di lenti o di specchi, si possa concentrare a distanza la luce emessa dalla lampada a mercurio modulata.

Apparato ricevente. — Come ho già accennato, questo si basa sull'uso di una cellula fotoelettrica. Non mi risulta che sinora sia stata adoprata o anche solo proposta tale cellula, quale ricevitore telefonico della parola. Ma è evidente che la prontezza e la delicatezza del fenomeno fotoelettrico lasciano sperare *a priori* un buon successo in un impiego del genere. Il dispositivo da me adottato, fra tanti che ho sottoposto ad esperimento, è indicato schematicamente nella fig. 2. La cellula *C* è connessa col suo elettrodo negativo alla griglia di un audion, mentre l'anodo della cellula attraverso una batteria *B* è connesso al filamento dello stesso audion. La stessa batteria *B* serve da batteria anodica di questo. Il secondario del trasformatore *K* è poi connesso ad un amplificatore ad una o più valvole, che non è indicato in figura, e che fa capo al telefono ricevente.

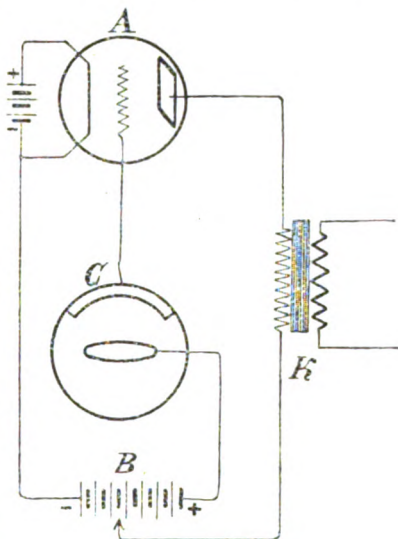


Fig. 2

In queste notizie necessariamente sommarie, non riporto i tentativi fatti per scegliere nel modo più opportuno la cellula che meglio si presti allo scopo. Dirò solo che quelle che si trovano in commercio, presentano requisiti variabili per sensibilità alle differenti radiazioni. A seconda dello scopo che si vuol raggiungere, va adoprato un tipo piuttosto che un altro di tali cellule.

Per completare la descrizione dell'apparato ricevente, dirò ancora che quando la distanza fra la stazione trasmittente e quella ricevente supera qualche centinaio di metri, occorre servirsi di una lente o di uno specchio per concentrare le radiazioni sulla cellula. Ciò è tanto più necessario se la luce della lampada trasmittente è schermata con vetro all'ossido di nichel, in guisa da lasciar passare soltanto le radiazioni ultraviolette.

Resultati. — Il descritto dispositivo fu cominciato a sperimentare negli ultimi mesi dell'anno decorso, nei locali dell'Istituto Fisico « Augusto Righi » in Bologna, da me diretto. Fu subito constatato, che lungo il corridoio di esso di circa 100 m. e malgrado due rifles-

sioni su specchi di vetro argentato, la recezione di suoni e parole era ottima, tanto in luce ordinaria che in luce ultravioletta.

Incoraggiato da questo primo successo, cominciai ad eseguire esperimenti fra il detto Istituto e varie località dei dintorni di Bologna e così, cercando di superare distanze successivamente crescenti, ho potuto constatare l'ottima recezione della parola fra l'Istituto e

Villa Aldini	a Km. 2,670
Villa Sarti o Casa Bianca . .	» 6,300
Croara	» 6,600
Monte Calvo	» 8,250
Varignana	» 16,200

La stazione trasmittente inviava sempre un fascio di radiazioni concentrato in lontananza mediante una lente di circa 50 cm. di apertura e altrettanti di distanza focale. Col crescere della distanza ho cercato di perfezionare in vario modo ed in punti secondari i dispositivi; ma principalmente ho accresciuto ogni volta le dimensioni dell'obbiettivo o lente destinata a concentrare la luce nella stazione ricevente sulla cellula fotoelettrica. Così, mentre a Villa Aldini mi servivo di una lente di 18 cm. circa di apertura, a Varignana ne ho adoprata una di cm. 50.

La recezione in tutti i casi era più debole con il fascio della sola luce ultravioletta, ma pur sempre comprensibile.

Rilevo ancora come, anche alla massima distanza di Km. 16 da me raggiunta, non apparisca che la luce ultravioletta impiegata rimanga sensibilmente affievolita per assorbimento dell'atmosfera.

Dirò inoltre, che tale distanza non rappresenta il limite massimo raggiungibile, e ritengo che, solo le difficoltà che vi sono di disporre di stazioni in libera visuale diretta a grande distanza, serviranno in avvenire a fissare tale limite.

Termino, segnalando l'opera intelligente del dott. Giorgio Todesco, mio assistente, che, con essa, per quanto riguarda gli artifici adottati nell'uso di cellule fotoelettriche e di valvole termojoniche, ha contribuito notevolmente al successo pratico delle ricerche di cui è oggetto questa Nota.

Aggiunta. — La precedente Nota era stata da me compilata nell'aprile scorso e così comunicata alla R. Accademia dei Lincei. Nel periodo di tempo da allora trascorso, ho potuto sperimentare ancora i descritti dispositivi sino a una distanza di Km. 19,200 (Monte Calderara). Inoltre, con opportuni artifici, che mi riservo di descrivere, ho anche potuto assicurare la trasmissione e la recezione della parola, mediante la luce ordinaria o con la sola luce ultravioletta anche in pieno giorno.

SULLA TEORIA DELLE FRANGIE DEL BREWSTER

Nota del Prof. VASCO RONCHI

Sunto. - *La teoria degli anelli di Haidinger e delle frangie del Brewster viene ripresa in istudio per esser trattata anche per le onde sferiche, oltre che per quelle piane, come si fa correntemente. Infine si spiega la distorsione a cui vanno soggette le frangie del Brewster per aperture d'onda assai grandi, riportandone la teoria a quella delle interferenze fra onde affette da aberrazione sferica di 4° grado.*

In una recente Nota ⁽¹⁾ A. SCHUSTER fa giustamente osservare che i problemi interferenziali in Ottica vengono risolti molto più semplicemente ragionando sulle onde luminose anzichè sui raggi; e porta come esempio il calcolo delle frangie del BREWSTER, che si osservano per trasparenza, anche in luce bianca, attraverso due lamine a faccie piane e parallele, di uguale indice e spessore.

Più recentemente ancora ⁽²⁾ C. V. RAMAN e SUSHIL KRISNA DATTA rilevano come la spiegazione delle frangie del BREWSTER data dallo SCHUSTER non può dirsi tale; inoltre, pur notando che queste frangie si vedono anche da sole, essi le studiano come semplice effetto della sovrapposizione di due sistemi di anelli di Haidinger: perciò disegnano e combinano varii sistemi di anelli e danno una spiegazione geometrica delle bande che si formano. S. K. DATTA ⁽³⁾ tenta anche di spiegare la distorsione di queste bande in un'apertura angolare molto vasta; poi, forse arrestato dalla enorme complicazione dei calcoli, non ha approfondito le indagini.

Cominciamo coll'osservare che, sebbene solo ora abbiamo letto la Nota dello SCHUSTER, il concetto espostovi era già stato da noi bandito e applicato; tra l'altro abbiamo fatto largo uso di ragionamenti

⁽¹⁾ « Phil. Mag. », 48, 1924, (609).

⁽²⁾ « Trans. Opt. Soc. », 27, 1926, (51).

⁽³⁾ « Trans. Opt. Soc. », 28, 1927, (214).

su onde anzichè su raggi nella nostra monografia « La prova dei sistemi ottici » ⁽¹⁾, che evidentemente è stata composta prima che ci potesse giungere il consiglio dello SCHUSTER.

Ma, più oltre, nella stessa monografia, abbiamo dedicato un capitolo alla spiegazione ottica delle « frangie di combinazione », come noi abbiamo chiamato quella categoria di bande a cui debbono assegnarsi le figure prodotte e studiate da S. K. DATTA e le frangie del BREWSTER. I casi spiegati in quella circostanza, dato lo scopo del libro, sono i più semplici e non comprendono quelli di cui trattano gli AA. citati.

Ma dobbiamo anche ricordare un'altra nota ⁽²⁾, in cui, ragionando sulle onde, anzichè sui raggi, si giunge ad una completa discussione del comportamento di un reticolo zonale, che prima d'allora non era mai stato studiato fuori dell'asse. E nella stessa nota trovansi già un primo studio, a dire il vero molto geometrico, delle frangie di combinazione tra sistemi newtoniani di anelli, frangie che sono infine una parte delle bande esaminate da RAMAN e DATTA nella prima delle note loro che ora abbiamo citato.

Osserveremo in secondo luogo che la teoria degli anelli di HAIDINGER, senza parlare delle frangie del BREWSTER, è ancora fatta, almeno per quanto ci consta ed è riportato nei trattati più diffusi, in modo elementare e incompleto. Si considerano sempre raggi paralleli e si parla di frangie all'infinito. Lo SCHUSTER, pur ricorrendo alla considerazione delle onde, si limita a studiare l'andamento di *un'onda piana*, e parla di occhio accomodato all'infinito; mentre poi un occhio accomodato all'infinito e illuminato da un'onda piana vede una stella, ed è difficile, se non si ha una sorgente estesa, arrivare alla formazione degli anelli. Senza contare che, in pratica, le frangie di HAIDINGER, ecc., si vedono benissimo osservando da vicino la lamina che li produce, e coll'occhio aggiustato per vedere la lamina.

Non insisteremo oltre nel notare le limitazioni della teoria corrente di questi fenomeni, nè le obiezioni che si possono sollevare contro e che richiedono lunghi e complessi ragionamenti e calcoli per essere ribattute. Passiamo piuttosto a esporre un nuovo modo di studio del fenomeno, nel suo complesso, coi criteri da noi già applicati ad altri casi analoghi.

⁽¹⁾ Bologna, Zanichelli, 1925.

⁽²⁾ « Rend. Lincei », III, 7, 1926, (403).

Premettiamo un teorema generale.

Siano due onde sferiche, riferite a tre assi cartesiani ortogonali (fig. 1) R, h, z ; le coordinate dei centri siano $(0, d, 0)$ e $(r, 0, 0)$, essendo il primo situato sull'asse delle h , alla distanza d dall'origine,

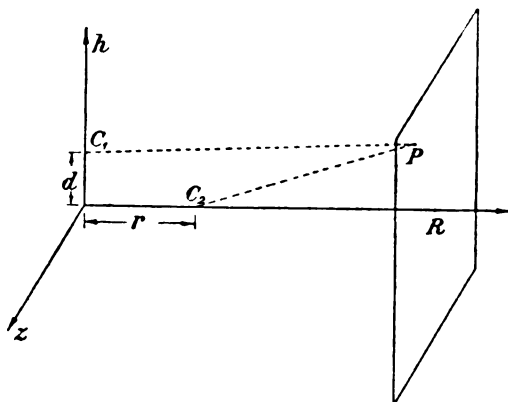


Fig. 1

e il secondo sull'asse delle R , alla distanza r dall'origine. Qual'è l'andamento delle interferenze in un piano $R = \text{cost.}$?

Considerato un punto P su questo piano di coordinate R, h, z , le sue distanze dai centri dell'onda sono

$$\sqrt{R^2 + (h-d)^2 + z^2}, \quad \sqrt{(R-r)^2 + h^2 + z^2}.$$

Se i centri sono coerenti, la differenza di cammino ottico nel punto P è data da

$$\Delta(h, z) = \sqrt{R^2 + (h-d)^2 + z^2} - \sqrt{(R-r)^2 + h^2 + z^2},$$

considerando uguale ad uno l'indice del mezzo ambiente.

Sviluppando in serie di potenze di h questi radicali, fino alla 2^a potenza, si ha

$$\Delta(h, z) = r + \frac{h^2 + z^2}{2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R-r} \right) - \frac{hd}{R} + \frac{d^2}{2R}.$$

Se i centri non sono coerenti, l'espressione di $\Delta(h, z)$ differisce da questa per una costante che è la variazione di cammino ottico dovuta alla differenza di fase dei centri. Possiamo conglobare tutti i

termini indipendenti dalle variabili in uno unico che rappresenta la differenza di cammino ottico $\Delta(0, 0)$ per $h = 0$ e $z = 0$, e scrivere

$$\Delta(h, z) = \Delta(0, 0) + \frac{h^2 + z^2}{2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R-r} \right) - \frac{hd}{R} + \frac{d^2}{2R}.$$

Poniamo $\Delta(h, z) - \Delta(0, 0) = k\lambda$; l'equazione

$$k\lambda = \frac{h^2 + z^2}{2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R-r} \right) - \frac{hd}{R} + \frac{d^2}{2R}$$

è quella della k^a frangia sul piano $R = \text{cost.}$, riferita a due assi ortogonali h, z , coll'origine sulla traccia dell'asse delle R . Con questo impiego dei simboli, la frangia di ordine zero non è quella a cui corrisponde differenza nulla di cammino ottico, ma semplicemente quella che passa per l'origine degli assi.

Consideriamo i casi particolari seguenti:

I° CASO: $r = 0$.

L'equazione delle frangie diventa

$$(1) \quad k\lambda = \frac{d}{R} \left(\frac{d}{2} - h \right);$$

le frangie sono rettilinee, parallele all'asse delle z , ed equidistanti con frequenza

$$(2) \quad M = \frac{dk}{dh} = \frac{d}{R\lambda}.$$

La frangia centrale ha l'ascissa $d/2$. È il noto caso delle frangie di FRESNEL.

II° CASO: $d = 0$.

L'equazione

$$(3) \quad k\lambda = -\frac{h^2 + z^2}{2} \frac{r}{R(R-r)}$$

ci descrive degli anelli concentrici, i cui raggi stanno tra loro come le radici dei numeri interi successivi.

Un sistema di frangie di questo tipo, che chiamammo già ⁽¹⁾ *newtoniano*, è completamente definito dal parametro ρ , che rappresenta il raggio del primo anello: $\rho^2 = h^2 + z^2$ per $k = 1$.

Nel caso attuale, per la (3), si ha

$$(4) \quad \rho^2 = \frac{2\lambda R(R-r)}{-r}.$$

⁽¹⁾ « Rend. Lincei », III, 7, 1926, (403).

III° CASO: d piccolo.

$k\lambda$ consta di tre termini, di cui uno, costante, si può ritenere trascurabile, poichè contiene d^2 al numeratore e R al denominatore.

Degli altri due, il termine lineare perde presto la sua efficacia sul primo, quadratico, tanto più che il primo anello ha un raggio sempre considerevole; onde il sistema di frangie può ritenersi ancora newtoniano, come se non esistesse il termine lineare, cioè ancora col parametro caratteristico dato dalla formula (4). Però il suo centro è spostato lungo l'asse h di un tratto g , che è l'ordinata a cui corrisponde il massimo di differenza di cammino ottico.

Uguagliando a zero la derivata dk/dh , si ha subito

$$(5) \quad g = \frac{d(R-r)}{r}.$$

Riassumendo: due onde sferiche, i cui centri distano di d e sono situati su una parallela al piano di osservazione, danno delle frangie rettilinee, parallele ed equidistanti, di frequenza $d/R\lambda$; se i centri sono sopra una normale al piano di osservazione, e distano di r , le frangie costituiscono un sistema newtoniano, col centro su questa stessa normale e di parametro $\rho = \sqrt{\frac{2\lambda R(R-r)}{-r}}$; se la congiungente i centri è leggermente inclinata sul piano di osservazione, le frangie costituiscono ancora un sistema sensibilmente newtoniano, collo stesso parametro di prima, ma il suo centro dista di $d(R-r)/r$ dal piede della normale abbassata sul piano dal centro d'onda più vicino, essendo ora d e r le proiezioni della distanza dei centri sopra una parallela e sopra una normale al piano stesso.

Nel seguito, per semplicità, non terremo conto della coordinata z , essendo sufficiente far uso delle h ed R .

Si abbia una lamina (fig. 2) a faccie piane e parallele, di spessore e e di indice n , normale all'asse di un'onda sferica, col centro in un punto 0. Si consideri una normale all'onda che incide sulla lamina in un punto distante di h dall'asse. Se chiamiamo x la distanza dalla faccia di emergenza del punto in cui la retta emergente incontra l'asse, e x_0 quella del centro dell'onda incidente, si ha la relazione

$$(6) \quad x = (x_0 + e) \left(1 - \frac{e}{\sqrt{n^2(x_0 + e)^2 + (n^2 - 1)h^2}} \right).$$

Come risulta di qui, e come del resto è ben noto, l'onda emergente non è sferica, ma possiede una debole aberrazione. Terremo conto di

questa in un secondo tempo; per ora consideriamo ancora sferica l'onda emergente; siccome ciò equivale a limitarsi ad aperture angolari

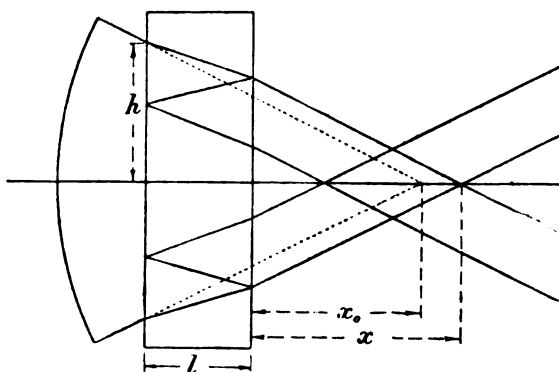


Fig. 2

lari non grandi, il centro dell'onda dista dalla faccia di emergenza di $\lim_{\lambda \rightarrow 0} x$, cioè di

$$x_0 + e - \frac{e}{n}.$$

Ripetendo lo stesso ragionamento sopra la normale all'onda che nell'interno della lamina ha subito una coppia di riflessioni, si trova che il centro dell'onda ora emergente dista dalla faccia di emergenza di

$$x_0 + e - \frac{3e}{n}.$$

E così via. Ma se ci limitiamo a considerare queste, possiamo concludere che la lamina dà luogo a due onde sferiche, coassiali, i cui centri distano di $r = -2e/n$; e che hanno sulla congiungente i centri, ossia in un punto qualunque dell'asse, una differenza di cammino ottico, prodotta dalla doppia riflessione nell'interno della lamina, $\Delta(0) = 2ne$.

Ricorrendo così le condizioni del II° CASO del nostro teorema generale premesso, si ha senz'altro che in un piano qualunque alla distanza R da uno dei centri d'onda, si forma un sistema newtoniano di frangie, di parametro, per la (4),

$$(7) \quad \rho^2 = \frac{\lambda n R^2}{e}$$

avendo trascurato r di fronte a R .

Osservando contro luce, coll'occhio prossimo ai centri d'onda, in modo da vedere tutto il campo luminoso, si vedono gli anelli in qualunque piano, e coll'occhio accomodato per qualunque distanza.

Questi sono gli anelli di HAIDINGER.

In questo caso, l'espressione di $\Delta(h)$ è

$$(8) \quad \Delta(h) = 2ne - \frac{2e}{nR^2} \frac{h^2}{2} + \dots$$

Incliniamo la lamina di un piccolo angolo φ sull'asse dell'onda.

L'aberrazione diviene asimmetrica e più complicata: dal momento però che la trascuriamo, le onde emergenti sono ancora sfe-

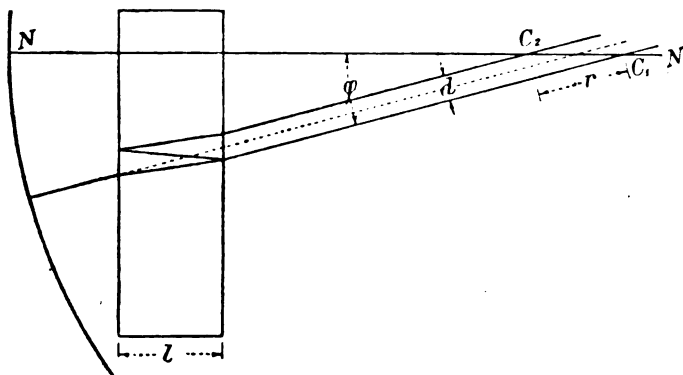


Fig. 3

riche, ma i centri si trovano ora sulla retta NN normale all'onda e alla lamina (fig. 3) e quindi rispetto all'asse dell'onda hanno uno spostamento d e uno r nel senso già definito.

Un semplice calcolo trigonometrico dà subito

$$(9) \quad d = \frac{e \sin 2\varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}$$

e

$$r = \frac{2e}{n} \cos \varphi,$$

dal momento che sulla NN , ancora, i centri sono quelli del caso precedente. Ricorre dunque il III° Caso del nostro teorema premesso, e le frangie, sopra un piano qualunque normale all'asse e distante di R

da uno dei centri d'onda, costituiscono un sistema newtoniano, ancora di parametro (7)

$$\rho^2 = \frac{\lambda n R^2}{e}$$

e col centro distante dall'asse, nel piano di φ , di

$$g = \frac{R n \sin \varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}.$$

In pratica poi, $\sin^2 \varphi$ è trascurabile di fronte a n^2 , e quindi
(10)

$$g = R \sin \varphi.$$

Sul cammino dell'onda si interpongano ora due lamine di spessori e_1 e e_2 e di indici n_1 e n_2 , facenti fra loro un piccolo angolo 2φ . L'asse dell'onda sia normale al piano bisettore del diedro delle due lamine, di modo che una è inclinata di $+\varphi$ e l'altra di $-\varphi$ sull'asse stesso.

La seconda lamina produce su ciascuna delle onde emergenti dalla prima effetti analoghi a quelli che la prima produceva sull'onda in-

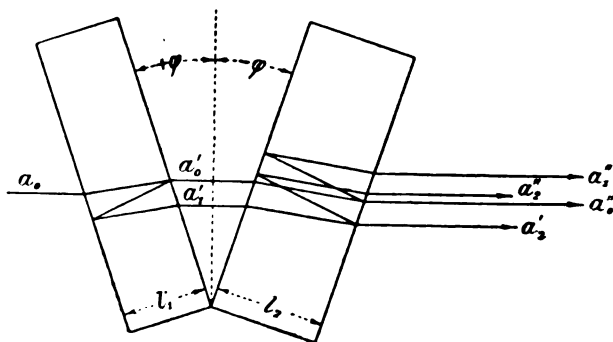


Fig. 4

cidente. Se ci limitiamo a considerare soltanto le onde dirette e quelle che hanno subito una coppia di riflessioni interne, all'uscita dalla seconda lamina si hanno quattro onde, sferiche per ipotesi, i cui centri sono spostati parallelamente all'asse dell'onda e anche normalmente. Ciascuna coppia di queste onde dà luogo a frangie d'interferenza, secondo il teorema generale premesso. Nella fig. 4 a_0 è l'asse dell'onda sferica incidente; a_0' e a_1' sono gli assi delle due onde emergenti dalla prima lamina; delle quali la prima per effetto dell'altra lamina dà luogo alle due onde di asse a_0'' e a_1'' e la seconda alle onde di asse a_2' e a_2'' . Indicheremo le varie onde coi simboli assegnati ora ai

loro assi, e coi simboli $d(a_i, a_l)$ e $r(a_i, a_l)$ indicheremo le proiezioni delle distanze dei centri delle onde a_i e a_l normalmente e parallelamente all'asse a_0 .

Consideriamo le sei combinazioni delle quattro onde a due a due.

1) $(a_0'' a_1'')$: Ponendo $\sin 2\varphi = 2 \sin \varphi$, si ha, per la (9),

$$d(a_0'' a_1'') = -\frac{2e_2}{n_2} \sin \varphi, \quad r(a_0'' a_1'') = \frac{-2e_2}{n_2}.$$

Dunque si formano anelli di HAIDINGER con

$$\rho_2^2 = \frac{\lambda n_2 R^2}{e_2}, \quad g_2 = -R \sin \varphi.$$

La differenza di cammino ottico sull'asse di questo sistema di anelli è $\Delta(0) = 2n_2 e_2$.

2) $(a_2' a_2'')$: non differisce sostanzialmente dal precedente.

3) $(a_0'' a_1')$: queste onde, avendo percorso lo stesso cammino nella seconda lamina, danno frangie solo per effetto della prima; infatti si ha

$$d(a_0'' a_1') = \frac{2e_1}{n_1} \sin \varphi, \quad r(a_0'' a_1') = \frac{2e_1}{n_1};$$

ossia si formano anelli di HAIDINGER con

$$\rho_1^2 = \frac{\lambda n_1 R^2}{e_1}, \quad g_1 = +R \sin \varphi.$$

La differenza di cammino ottico sull'asse di questo sistema di anelli è $\Delta(0) = 2n_1 e_1$.

4) $(a_1' a_2'')$: non differisce sostanzialmente dal precedente.

5) $(a_1'' a_2')$: sono evidenti le seguenti relazioni

$$d(a_1'' a_2') = d(a_0'' a_2') + d(a_0'' a_1'') = 2 \sin \varphi \left(\frac{e_1}{n_1} + \frac{e_2}{n_2} \right);$$

$$r(a_1'' a_2') = 2 \left(\frac{e_2}{n_2} - \frac{e_1}{n_1} \right)$$

cioè le frangie sono ancora un sistema newtoniano con

$$\rho^2 = \frac{R^2 \lambda}{\frac{e_2}{n_2} - \frac{e_1}{n_1}}, \quad g = R \sin \varphi \frac{\frac{e_1}{n_1} + \frac{e_2}{n_2}}{\frac{e_1}{n_1} - \frac{e_2}{n_2}},$$

ossia

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{1}{\rho_2^2} - \frac{1}{\rho_1^2}, \quad g = R \sin \varphi \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2}.$$

La differenza di cammino ottico sull'asse è $\Delta(0) = 2(e_2 n_2 - e_1 n_1)$. Queste sono le frangie di combinazione circolari che si vedono fra sistemi newtoniani scentrati di $2g$ e di parametri ρ_1 e ρ_2 , quelle stesse considerate nella nostra nota citata ⁽¹⁾, e chiamate dagli altri AA. frangie di sottrazione. Confrontando le formule ultime scritte con quelle dedotte geometricamente nella nostra nota, si trova che corrispondono esattamente ⁽²⁾.

Supponiamo $e_2/n_2 = e_1/n_1$; le formule divengono

$$(11) \quad d(a_1'' a_2') = 4 \operatorname{sen} \varphi \frac{e_1}{n_1}; \quad r = 0; \quad \rho^2 = \infty;$$

le frangie sono rettilinee, parallele ed equidistanti, ricorrendo ora il I° CASO del teorema generale premesso. La loro frequenza, per la (2), è

$$(12) \quad M = \frac{4}{R\lambda} \frac{e_1}{n_1} \operatorname{sen} \varphi.$$

Supponiamo in più $e_1 n_1 = e_2 n_2$, ossia le due lamine identiche: la frequenza delle frangie rimane quella ora trovata, ma la differenza di cammino ottico sull'asse diviene

$$\Delta(0) = 2(e_2 n_2 - e_1 n_1) = 0;$$

la frangia di ordine zero è sull'asse, e le frangie sono visibili in luce bianca.

Queste sono le frangie del BREWSTER.

⁽¹⁾ « Rend. Lincei », III, 7, 1926 (403).

⁽²⁾ Nella Nota sui reticoli zonali, è data la formula

$$y_h^2 = \frac{\sigma^2 \sigma_1^2}{\sigma^2 - \sigma_1^2} h + 4g^2 \frac{\sigma^2 \sigma_1^2}{(\sigma^2 - \sigma_1^2)^2}$$

per il raggio y_h dell' h -esimo anello, essendo σ e σ_1 i parametri caratteristici dei due sistemi newtoniani combinati. Questa differisce solo apparentemente da quella corrispondente trovata ora, perchè h non è il numero d'ordine degli anelli a cominciare dal primo, bensì a cominciare da quello lungo il quale si intersecano frangie di ugual ordine dei due sistemi newtoniani combinati. Ponendo $h_0 = \frac{4g^2}{\sigma^2 - \sigma_1^2}$, la formula stessa si scrive

$$y_h^2 = \frac{\sigma^2 \sigma_1^2}{\sigma^2 - \sigma_1^2} (h + h_0)$$

e corrisponde esattamente a quella dedotta in questa Nota.

6) ($a_0'' a_2''$): in questo caso

$$d(a_0'' a_2'') = d(a_0'' a_1'') - d(a_1'' a_2'') = 2 \operatorname{sen} \varphi \left(\frac{e_2}{n_2} - \frac{e_1}{n_1} \right);$$

$$r(a_0'' a_2'') = 2 \left(\frac{e_2}{n_2} + \frac{e_1}{n_1} \right).$$

Dunque le frangie costituiscono un sistema newtoniano con

$$\rho^2 = \frac{R^2 \lambda}{\frac{e_2}{n_2} + \frac{e_1}{n_1}}, \quad g = R \operatorname{sen} \varphi \frac{\frac{e_1}{n_1} - \frac{e_2}{n_2}}{\frac{e_1}{n_1} + \frac{e_2}{n_2}},$$

o anche

$$\frac{1}{\rho_1^2} = \frac{1}{\rho_2^2} + \frac{1}{\rho_1^2}, \quad g = R \operatorname{sen} \varphi \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{\rho_1^2 + \rho_2^2}.$$

Sull'asse si ha $\Delta(0) = 2(e_1 n_1 + e_2 n_2)$.

Queste sono le frangie di somma calcolate dallo SCHUSTER.

Se $e_1/n_1 = e_2/n_2$, si ha

$$g = 0, \quad \rho^2 = \frac{\rho_1^2}{2},$$

ossia quando i due sistemi newtoniani di frangie di HAIDINGER sono uguali (e non importa per questo che siano identiche le lamine) il nuovo sistema newtoniano ha il centro a metà strada fra il centro degli altri due, e il raggio di ogni suo anello è $\sqrt{2}$ volte inferiore a quello degli anelli di ugual ordine di HAIDINGER.

Questo corrisponde esattamente alle misure eseguite su disegni; fra l'altro sulla figura annessa alla citata nota dello SCHUSTER.

Il fatto che la differenza di cammino sull'asse sia uguale a $\Delta(0) = 2(e_1 n_1 + e_2 n_2)$ spiega benissimo perchè siano riusciti infruttuosi i tentativi dello SCHUSTER e di F. TWYMAN di osservare questo nuovo sistema di anelli con una coppia di lamine tolte da un interferometro di FABRY e PEROT: per quanto la luce sia omogenea, occorrono sempre lamine molto sottili per osservare queste frangie.

Confronti numerici con casi pratici sono inutili, dal momento che le formule ottenute per questa via sono quelle trovate coi calcoli geometrici.

Ora però la natura del fenomeno è completamente chiarita, e nelle formule di d , r , ρ , g , M e $\Delta(0)$ sta la spiegazione di tutte le apparenze sperimentali.

Continuando a considerare le altre onde emesse dalle lamine dopo altre coppie di riflessioni interne, si dà ragione di altri sistemi

di frangie che appaiono sulle figure di RAMAN e DATTA (V. Tav. I); ma troviamo privo di interesse continuare questa analisi.

Queste frangie, ottenute così, con un'onda sferica, non sono localizzate. Le figure disegnate da RAMAN e DATTA rientrano in questa categoria, pur essendo localizzate nel piano del disegno, perchè sono la risultante di infiniti sistemi di frangie non localizzate, ottenute con infinite onde sferiche diverse, ma dotate della proprietà di essere identiche nel piano del disegno.

Passiamo ora a considerare l'aspetto delle frangie quando non si trascuri più la sovraccorrezione sferica che le onde assumono attraversando le lamine. Riteniamo però opportuno, data la piccolezza dell'angolo φ , trascurare ancora la dissimmetria introdotta dall'inclinazione della lamina, tanto più poi, che essendo le due lamine inclinate in senso contrario, si ha quasi compensazione dei risultati. Ciò equivale a tener conto dei termini in h^2 e h^4 , trascurando quelli superiori e dei piccolissimi termini in h e h^3 , nell'espressione di $k\lambda$.

Sviluppando in serie di potenze di h la formula (6) si ha

$$x = x_0 + e - \frac{e}{n} + \frac{h^2(n^2 - 1)e}{2n^3(x_0 + e)^2} - \dots$$

essendo e ed n lo spessore e l'indice di una lamina normale all'asse dell'onda. Dunque l'aberrazione sferica longitudinale $L_p(h)$, misurata a partire dal fuoco parassiale, in senso contrario a quello di propagazione della luce, è

$$L_p(h) = - \frac{(n^2 - 1)eh^2}{2n^3(x_0 + e)^2}.$$

Il segno — significa sovraccorrezione sferica, che, come è noto, è appunto quella prodotta da una lamina a faccie piane e parallele sopra un'onda sferica a centro reale.

Inclinando la lamina di un piccolo angolo φ , la aberrazione, trascurando la dissimmetria, non varia sensibilmente. Se poi si aggiunge una seconda lamina inclinata di φ , la dissimmetria rimane in tutto o in parte compensata, e l'aberrazione sferica riceve un ulteriore incremento. Una analisi completa delle aberrazioni di tutte e quattro le onde emergenti dalla seconda lamina non presenta interesse per il nostro scopo, che è quello di spiegare la distorsione delle frangie del BREWSTER, notata dal DATTA (V. Tav. II) nel caso di forti aperture angolari di onda. Consideriamo perciò solo le onde che danno le frangie del BREWSTER e nel caso di lamine identiche [5] ($a_1'' a_2'$) della disamina precedente].



Fig. 1



Fig. 2

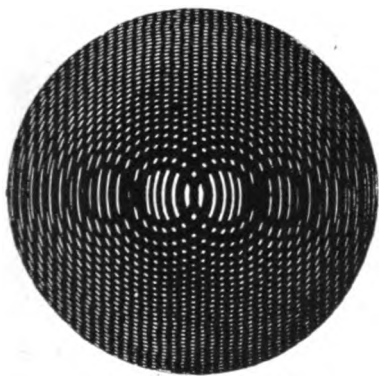


Fig. 3

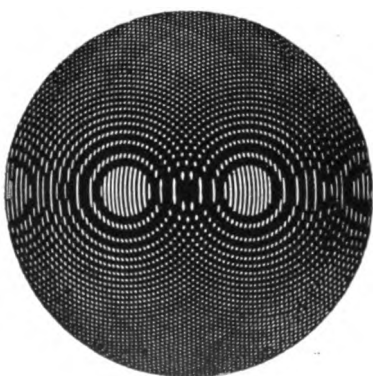


Fig. 4

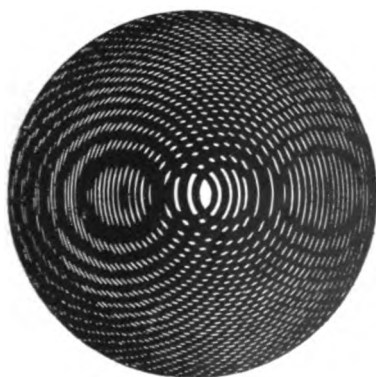


Fig. 5

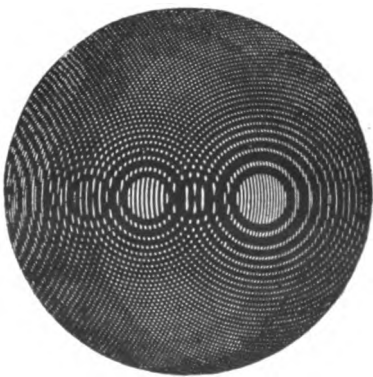


Fig. 6

Frangie di combinazione tra reticoli zonali, riprodotte (colla cortese autorizzazione della « Optical Society » di Londra) dalle figure di C. V. RAMAN e S. K. DATTA. Le prime quattro figure sono ottenute con reticoli zonali identici, variamente sцентри, le ultime due con reticoli diversi.

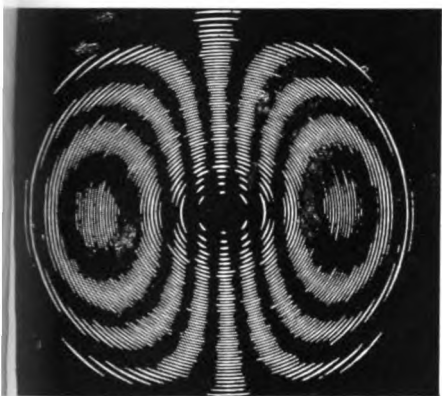


Fig. 1

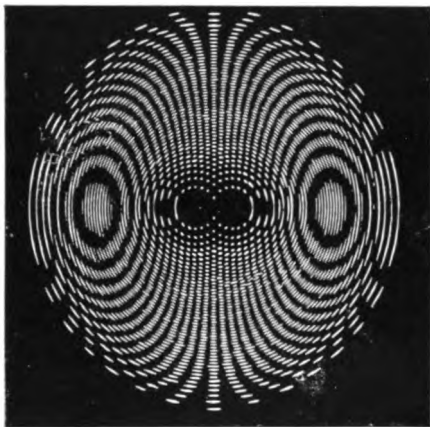


Fig. 2

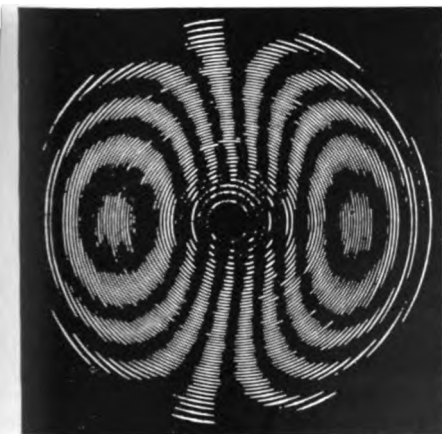


Fig. 3

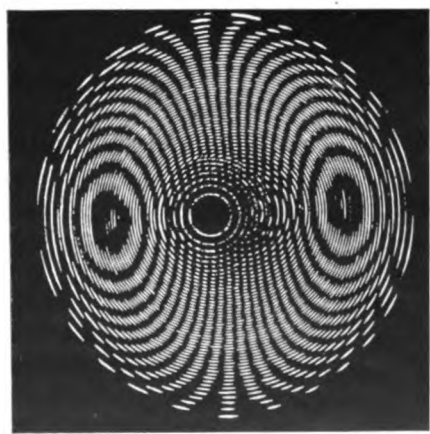


Fig. 4

Frangie di combinazione tra sistemi di anelli di HAIDINGER, riprodotte (colla gentile autorizzazione della « Optical Society » di Londra) dalle figure di S. K. DATTA. Le prime due figure sono tra sistemi identici di anelli, variamente scentrati, le ultime due fra reticoli diversi.

In definitiva ognuna delle due onde attraversa quattro volte lo spessore delle lamine e quindi infine possiede una aberrazione sferica come se avesse attraversato una volta sola una lamina di spessore $4e$:

$$L_p(h) = \frac{-4(n^2 - 1)e}{n^3 R_0^3} \frac{h^2}{2},$$

indicando, per brevità, con R_0 il termine tra parentesi al denominatore.

Richiamando i risultati di una nostra recente Memoria ⁽¹⁾ in cui è dimostrato come si risale dalla forma delle frangie d'ombra alla equazione di una superficie d'onda, si ha che nel caso attuale la meridiana della nostra superficie d'onda emergente dalla seconda lamina ha l'equazione

$$h^2 + R^2 - h^4 \frac{e(n^2 - 1)}{n^3 R_0^3} = R_0^2$$

riferita ai soliti assi R e h , di cui il primo coincide coll'asse dell'onda emergente. R_0 è una costante, che rappresenta il valore di R per $h = 0$.

Se si hanno due superficie d'onda identiche, le cui meridiane hanno l'equazione, riferita come ora si è detto,

$$h^2 + R^2 + ch^4 = R_0^2$$

ma si sposta una superficie di $+d/2$ e l'altra di $-d/2$, parallelamente all'asse delle h , le due meridiane sono ora rappresentate dalle equazioni

$$\begin{aligned} \left(h - \frac{d}{2}\right)^2 + R^2 + c\left(h - \frac{d}{2}\right)^4 &= R_0^2 \\ \left(h + \frac{d}{2}\right)^2 + R^2 + c\left(h + \frac{d}{2}\right)^4 &= R_0^2, \end{aligned}$$

e fra le due onde, lungo le meridiane, si stabilisce una differenza di cammino ottico $\Delta(h)$, variabile con h secondo la formula

$$\Delta(h) = \frac{2}{R_0} \left\{ h \frac{d}{2} + 2ch^2 \frac{d}{2} + 2ch \frac{d^3}{8} \right\}$$

ottenuta come differenza delle due equazioni precedenti. Quando d è piccolo, se ne può trascurare la 3^a potenza, e si può scrivere, tenendo conto del valore di c nel nostro caso:

$$\Delta(h) = \frac{d}{R_0} \left\{ h - \frac{2e(n^2 - 1)}{n^3 R_0^3} h^3 \right\}.$$

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », 4, 7, 1927 (297).

Ponendo $\Delta(h) = k\lambda$ e $d = 4 \frac{e}{n} \sin \varphi$, conforme alla (11), si ha

$$(13) \quad k = \frac{4e \sin \varphi}{\lambda n R_0} \left\{ h - \frac{2e(n^2 - 1)}{n^2 R_0^2} h^2 \right\},$$

equazione che, risolta rispetto ad h , dopo aver dato a k i valori interi 0, 1, 2, ... o i semidispari $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ dà la distanza dall'asse delle R a cui si trova la k^a frangia chiara o oscura rispettivamente, lungo la meridiana, nel piano degli assi delle due onde. Tenendo presente che la frequenza delle frangie M è uguale alla derivata dk/dh , si ha

$$M = \frac{4e \sin \varphi}{\lambda n R_0} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \frac{e(n^2 - 1)}{n^2 R_0^2} h^2 \right\}.$$

È intanto evidente che se trascuriamo il termine in h^2 , dovuto all'aberrazione sferica, si ritrova la formula (12); il che costituisce una buona conferma ai nostri calcoli: cioè per h piccolo le frangie sono sensibilmente rettilinee, parallele ed equidistanti. Ma poi prepondera il termine quadratico, che contrasta l'effetto del termine costante. In particolare la frequenza si annulla in due punti di ascissa $\pm h_0$, tale che

$$h_0^2 = \frac{3}{2} \frac{n^2 R_0^2}{e(n^2 - 1)}.$$

Non insistiamo oltre nell'analisi di questo caso: ricordiamo solo che le interferenze di due onde con aberrazione sferica semplice sono state studiate completamente nella nostra Memoria ultima citata ⁽¹⁾, e una volta stabilita l'equazione (13) si hanno tutti gli elementi per innestare questo studio nelle formule generali date in quella Memoria.

Solo richiamiamo alcune conclusioni che sono particolarmente interessanti per il confronto coi calcoli di S. K. DATTA. Le frangie che si formano in questi casi sono degli archi di cubiche, di cui quella centrale ($k = 0$) degenera in una retta e in cerchio, col centro nel centro di figura. Le altre frangie sono composte di una parte ad anello e un ramo esteso indefinitamente con un asintoto parallelo alla frangia centrale; i rami ad anello sono tutti interni al cerchio di ordine zero; per le frangie di ordine assai elevato, l'anello è immaginario.

I massimi di larghezza delle frangie lungo tutte le sezioni della figura normali alla frangia centrale, stanno sopra un'ellisse, di cui l'asse minore è sempre $\sqrt{3}$ volte inferiore dell'altro: l'asse minore unisce i centri delle frangie ad anello.

(1) « Nuovo Cimento », 4, 7, 1927 (297).

Aggiungiamo poi che nel caso ora studiato h_0 è indipendente da d pur di lasciare costante e , come è il caso delle figure di S. K. DATTA, perchè lasciare inalterato e significa lasciare inalterati i sistemi di anelli di HAIDINGER. Così aumentando la distanza fra i centri di questi sistemi si moltiplica il numero delle frangie, perchè $\Delta(h)$ è proporzionale a d , ma i centri delle frangie ad anello rimangono immobili. Ciò è confermato dalle figure stesse di S. K. DATTA (V. Tav. II).

Infine notiamo che se le lamine sono diverse, la frangia centrale deve risultare un arco di cerchio, in seguito alle conclusioni generali del caso 5) ($a_1'' a_2''$) già ricordato, per le onde sferiche; inoltre tutte le frangie, mentre hanno la curvatura prodotta anche sulla frangia centrale, hanno in più la distorsione dovuta all'aberrazione sferica. Sulla guida dei concetti esposti in questa Nota, non sarebbe difficile fare il calcolo della funzione $\Delta(h)$ in questo caso sulle varie sezioni parallele al piano degli assi delle onde; ma non crediamo interessante insistere oltre.

Applicando a questo caso i criteri esposti nell'ultima nostra nota citata, si ha per l'aberrazione d'onda ossia per i valori $k\lambda$, fra le due onde interferenti, l'espressione

$$k\lambda = 2ne - \frac{h^2}{2} \frac{2e}{nR^2} + \frac{h^4}{24} \frac{3(n^2 - 1)2e}{n^3 R^4} - \dots,$$

di cui i due primi termini sono già nella formula (8).

La formula fondamentale della teoria ordinaria

$$k\lambda = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

che si dà in tutti i trattati per spiegare gli anelli di HAIDINGER e che ha servito a S. K. DATTA per tracciare questi anelli, vale per la differenza di cammino tra due raggi incidenti paralleli ed emergenti secondo la stessa direzione: cioè vale per onde piane. Ponendo

$$\sin^2 i = \frac{h^2}{h^2 + R^2}$$

e sviluppando in serie fino ai termini di 4° grado in h , si ottiene

$$k\lambda = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = 2ne - \frac{h^2}{2} \frac{2e}{nR^2} + \frac{h^4}{24} \frac{3(4n^2 - 1)2e}{n^3 R^4} - \dots$$

I primi due termini coincidono con quelli calcolati coi nuovi criteri; il terzo ha la medesima struttura del nostro, tranne che

al numeratore ha $4n^2 - 1$ in luogo di $n^2 - 1$. Questa divergenza, tutt'altro che trascurabile, dipende dalle approssimazioni tenute. Infatti sviluppando in serie $\sqrt{n^2 - \frac{h^2}{R^2}}$, il fattore $4n^2 - 1$ si riduce a 1.

Ma per le onde sferiche col centro a distanza finita la differenza di cammino dei raggi nei vari punti del piano in cui si osservano le frangie è assai diversa da quella data dalla formula $2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$, perchè i raggi interferenti non sono paralleli, e per forti incidenze sono anche notevolmente separati fra loro. Il che autorizza a ritenere più approssimata la formula calcolata direttamente sulle onde di forma sferica.

Per terminare notiamo che queste pagine sono state scritte giusto 110 anni dopo che il BREWSTER osservò per la prima volta le frangie che portano il suo nome.

Istituto di Fisica della R. Università.

Firenze-Arcetri, Settembre 1927.

UN NUOVO TUBO METALLICO A CATODO INCANDESCENTE PER RAGGI X

Nota di L. MAZZA

Sunto. - Si descrive un tubo metallico per raggi X a pura scarica eletttronica adatto a servire con vantaggio nella maggior parte delle ricerche röntgenografiche.

Il nuovo tubo ricorda per la forma e per alcune disposizioni i noti tubi ad afflusso catodico (ionici) di SIEGBAHN-HADDING e di SIEGBAHN-LEISS, mentre si differenzia sostanzialmente da essi per il catodo a filamento incandescente, per i dispositivi di raffreddamento e per alcuni particolari della camera di radiazione.

Il tubo oltre alla grande potenza, cioè alla capacità di resistere duramente ad alimentazioni con tensioni ed intensità molte elevate, realizza una delle condizioni più importanti per gli scopi scientifici, e cioè quella della piccola distanza (22 mm.) fra il punto focale sull'anticatodo e le finestre da cui escono i raggi X.

La necessità di disporre, per scopi soprattutto scientifici, di tubi per raggi X capaci di essere alimentati con tensioni ed intensità assai elevate, ha spinto vari sperimentatori, ed in questi ultimi anni anche delle importanti case industriali ⁽¹⁾, a studiare e sperimentare numerosi tipi di tubi X che rispondessero a tali requisiti.

Altra condizione importantissima che generalmente si è tentato di raggiungere, è quella della piccola distanza fra il punto di incidenza del fascio catodico sull'anticatodo (origine dei raggi X) e l'involucro esterno del tubo.

Sono stati fino ad oggi proposti ed utilizzati su larga scala tanto dei modelli di tubi cosiddetti a ioni (a residuo di gas), che dei modelli cosiddetti ad elettroni (a vuoto spinto con filamento incandescente).

Del primo modello sono particolarmente noti per scopi scientifici i tipi proposti da RAUSCH VON TRAUBENBERG ⁽²⁾, SIEGBAHN-HADDING ⁽³⁾,

⁽¹⁾ Principalmente dalle case Philips di Eindhoven, Siemens e Halske di Berlino, A. E. G. di Berlino, C. H. F. Müller di Amburgo, H. Seeman di Freiburg, C. Leiss di Steglitz.

⁽²⁾ RAUSCH V. TRAUBENBERG, « Physikal. Zeit. », 1917, 18, p. 241.

⁽³⁾ A. HADDING, « Zeit. f. Physik », 1920-3, p. 369.

MÜLLER-SHEARER ⁽¹⁾, LEISS ⁽²⁾; dell'altro modello sono specialmente da ricordare i tipi di SIEGBAHN ⁽³⁾, A. DAUVILLIER ⁽⁴⁾, F. WEVER ⁽⁵⁾, H. OTT ⁽⁶⁾.

I tubi degli autori soprannominati sono « metallici », sono cioè metalliche tutte le parti del tubo che, durante il funzionamento, tenderebbero a riscaldarsi eccessivamente e perciò richiedono un raffreddamento energetico.

Le caratteristiche costruttive e di funzionamento della maggior parte di tali tubi sono state studiate in vista di particolari scopi; soltanto i tubi di MÜLLER-SHEARER e di SIEGBAHN-LEISS possono essere adibiti vantaggiosamente alla maggior parte degli scopi scientifici.

A questi due tubi di tipo « ionico », non corrispondevano dei tubi di tipo « elettronico », che potessero equivalere ad essi per la possibilità di impiego a scopi molteplici e per la loro rilevante potenza.

Il nuovo tubo metallico a catodo incandescente che io descrivo in questa « Nota » ricorda, per la forma e per alcune disposizioni interne, il notissimo tubo di SIEGBAHN-HADDING e quello recentissimo di SIEGBAHN-LEISS: di essi infatti è stata mantenuta invariata la forma dell'isolatore di porcellana, quella della campana metallica ed anche la forma e la disposizione dell'anticatodo, mentre di tutte queste parti sono state variate le dimensioni.

Ho apportato invece delle notevoli innovazioni alla « camera di radiazione », ai dispositivi di raffreddamento del tubo e a tutti quei particolari da cui derivano la grande potenza e la facilità e molteplicità di impiego del tubo. Completamente nuove sono la forma e le disposizioni del catodo incandescente (tipo COOLIDGE).

Una sezione longitudinale del tubo è mostrata dalla fig. 1, mentre alcuni particolari sono illustrati con maggiori dettagli nelle fig. 2, 3 e 4.

La campana cilindrica *A*, terminata in basso a forma di una mezza sfera, è costruita interamente in rame battuto di grosso spessore: il diametro interno è di 9 cm. e l'altezza di 19 cm.

La campana esterna *B*, pure metallica, ha un diametro di 10 cm. ed una altezza di 11 cm.

(1) A. MÜLLER, « Journ. Scient. Instruments », 1925-2, p. 312.

(2) C. LEISS, « Zeit. f. Physik », 1927-41, p. 395.

(3) M. SIEGBAHN, « Ann. d. Physik », 1919-59, p. 56; « Phil. Mag. », 1919-37, p. 601.

(4) A. DAUVILLIER, « Compt. Rend. », 1921-172, pp. 915-917; *La technique des rayons X*, Paris 1925.

(5) F. WEVER, « Zeit. f. Physik », 1923-14, p. 410.

(6) H. OTT, « Physikal. Zeit. », 1926-27, p. 598.

Sulla grande campana A sono saldati, come è indicato nella fig. 1, il tubo G_1 (normalmente di ottone stagnato) di circa 3 cm. di diametro, terminato da un giunto conico R munito di tiranti b_1 b_2 b_3 , e la valvola a vite V munita di guarnizioni di gomma, che serve per l'entrata dell'aria quando si voglia smontare il tubo RÖNTGEN.

Il tubo G_2 , che si prolunga dall'altra parte del giunto conico, comunica (per mezzo di un adatto tubo di gomma) con la pompa ad alto vuoto.

Il bordo superiore della campana A è saldato nel solito modo (con piceina o altro mastice) all'isolatore di porcellana.

Il raffreddamento della porzione di campana al disopra del refrigerante avviene per conduzione ed è sufficiente ad evitare qualsiasi pericolo di rammollimento del mastice, anche con regimi elevatissimi di alimentazione del tubo.

Come ho già detto, l'isolatore di porcellana ha la stessa forma di quello di SIEGBAHN-HADDING; anche le dimensioni sono poco variate in confronto a quello descritto da HADDING.

Sull'estremità superiore dell'isolatore, è fissato, con piceina od altro mastice, un giunto di vetro R_1 con cono smerigliato. La forma e le dimensioni di questo giunto di vetro sono indicate chiaramente dalla fig. 1.

Un tubo di rame T , munito di dispositivi di raffreddamento a circolazione di acqua, porta ad una estremità il catodo incandescente e, saldato all'altra estremità, un cono metallico smerigliato r , che, introdotto nel cono di vetro suddetto, assicura una perfetta tenuta.

Il filamento incandescente viene fissato su due piccoli morsetti di ferro, uno dei quali è saldato sul tubo di rame già detto, mentre l'altro si prolunga in una sottile asticciola metallica isolata elettricamente per rapporto al tubo di rame. I due serratili S_1 S_2 servono per stabilire le connessioni elettriche con il circuito di incandescenza del filamento. Il filamento incandescente è costituito usualmente da un filo di tungsteno del diametro 0,2 mm. e lungo circa 9 cm. ⁽¹⁾, avvolto a spirale. Un tubetto metallico (di ferro o di altro metallo ad alto punto di fusione), disposto esternamente al filamento serve per la concentrazione del fascio catodico. Una impanatura a passo piccolo, esistente nel tubetto di concentrazione, consente lo spostamento di esso nel senso

(¹) Un filamento di tungsteno di tali dimensioni richiede, per l'incandescenza corrispondente a regimi normali di funzionamento del tubo, una intensità di 4 Amp. ed una tensione di poco più di 6 Volta.

assiale. Spostando il tubetto, il filamento incandescente viene a trovarsi più o meno distante dal bordo inferiore di esso tubetto ed in conseguenza si ha una maggiore o minore concentrazione del fascio e quindi un fuoco di dimensioni variabili a piacere.

La camera di radiazione, indicata nelle figure 1 e 2 con la let-

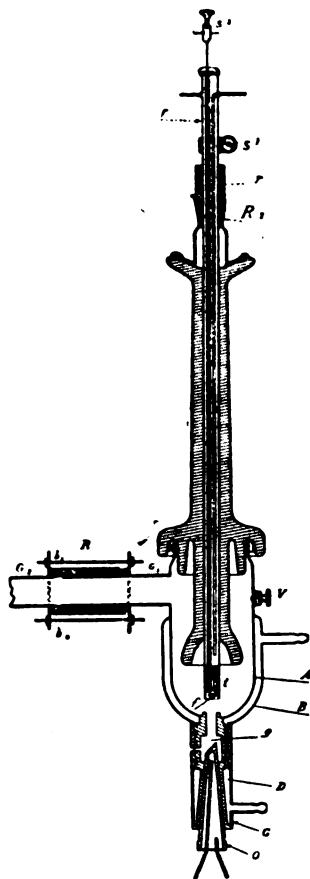


Fig. 1

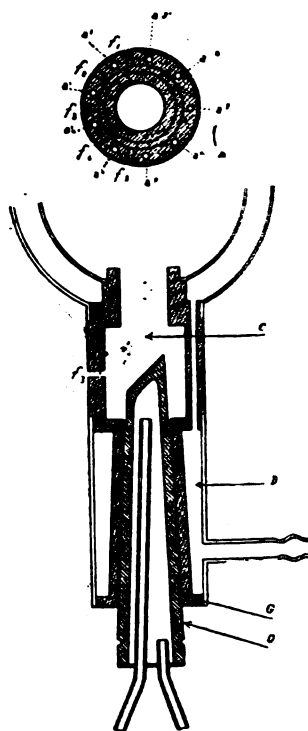


Fig. 2

tera *C*, è costruita in un sol pezzo di ottone trafilato. La forma e le dimensioni più convenienti sono quelle riprodotte in scala 1:3 nella fig. 2.

Il raffreddamento della camera di radiazione è ottenuto per mezzo di canali longitudinali $a_1, a_2, a_3, a_4, \dots$ ecc., che mettono in comunicazione il refrigerante della campana *A* (ossia l'intercapedine esistente

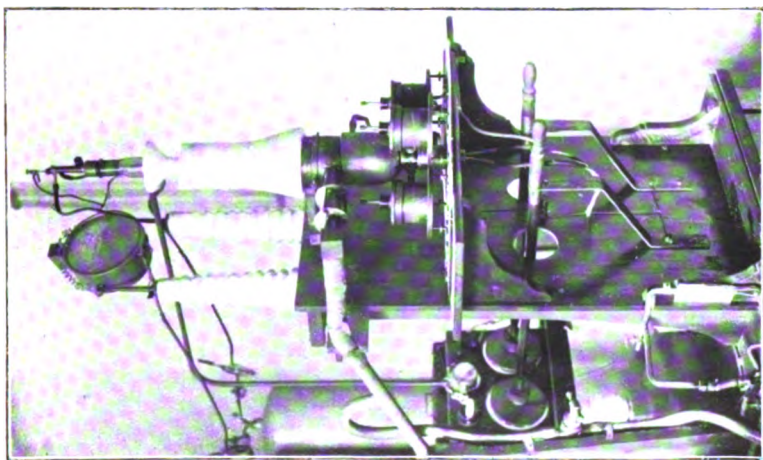


Fig. 3

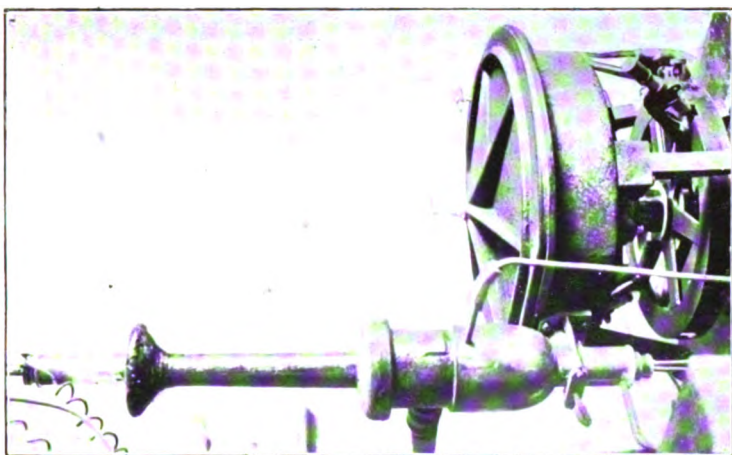


Fig. 4

fra le due campane *A* e *B*) con il refrigerante anulare *D*, che serve a raffreddare all'esterno il giunto conico *G*.

I fori $f_1, f_2, f_3, \dots$ ecc., disposti radialmente sulla camera di radiazione nel modo indicato nella fig. 2 e chiusi con una sottile lamina di alluminio opportunamente tesa e masticiata per impedire l'ingresso dell'aria all'interno del tubo, costituiscono le cosiddette « finestre » di uscita dei raggi *X*. Il numero di tali finestre è normalmente di cinque, ma può, del resto, essere variato a piacimento.

Analogamente al tubo di HADDING⁽¹⁾ l'anticatodo trovasi all'estremità superiore di un cono di ottone *O*, che è munito di dispositivi di raffreddamento ad acqua. Il tubo è corredato di alcuni di tali coni con anticatodi di vari metalli (rame, ferro, molibdeno, tungsteno ecc.), che consentono di effettuare con rapidità il cambiamento dell'anticatodo, a seconda che lo richiedono le esperienze.

La distanza fra il catodo incandescente e l'anticatodo è stata diminuita il più possibile per ottenere più facilmente un fuoco ben centrato ed assai fine. Con questa avvertenza si possono utilizzare, nel modo migliore, i raggi uscenti dalle numerose finestre della camera di radiazione.

Il tubo *X* che ho descritto, per le sue caratteristiche e, in particolare modo per l'efficiente raffreddamento di tutte le parti che tenderebbero altrimenti a riscaldarsi, può sopportare durevolmente dei regimi di alimentazione molto elevati, anche superiori a 70 K. V. cost. e 20 m. A.

Ricoprendo l'isolatore di porcellana con un grosso strato di paraffina (circa 3 cm. di spessore) disposto opportunamente su di esso nel modo illustrato dalla fig. 3, è stato possibile eccitare il tubo anche per molte ore consecutive con una tensione di 100 K. V. max.

Questi regimi sono quindi del tutto paragonabili a quelli che si possono ottenere dal tubo metallico a residuo di gas di SIEGBAHN-LEISS.

Il nuovo tubo *X* è stato lungamente sperimentato in numerose ricerche con risultati molto buoni. Il funzionamento è sempre molto stabile ed è solo paragonabile a quello dei tubi a catodo incandescente di tipo industriale con ampolla interamente di vetro.

Il tubo può funzionare senz'alcun inconveniente, anche quando venga eccitato direttamente con tensioni alternate. Il funzionamento è quello di un tubo a pura scarica elettronica, ed infatti la corrente

(¹) Loc. cit.

che attraversa il tubo in senso inverso è praticamente nulla, anche con le tensioni più elevate che esso può sopportare. Ciò dipende, oltre che dall'alto vuoto esistente nel tubo, anche dall'efficiente raffreddamento dell'anticatodo e di tutte le altre parti costituenti l'anodo.

Questo tubo, per la sua potenza, per la piccola distanza esistente fra il punto di incidenza del fascio catodico sull'anticatodo (origine dei raggi X) e le finestre da cui escono i raggi X, e per gli altri requisiti già illustrati, può essere impiegato vantaggiosamente nella maggior parte delle ricerche röntgenografiche.

*Firenze, Laboratorio di Chimica-Fisica della R. Università.
Giugno 1927.*

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sei annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925 e 1926 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 250

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925 e 1926
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

- I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);
- II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.
- III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.
- IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II e III al prezzo di L. 80. Il volume IV è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

" SCIENTIA " RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA italiana a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — « SCIENTIA » pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di « SCIENTIA », Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 180 — Francia e Colonie francesi Frs. 200 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti Doll. 10 — Altri paesi Lire italiane 150

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

NOVEMBRE 1927

ANNO IV - N. 9

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATO IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI:

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

G. POLVANI: *Sull'allargamento subito per effetto Doppler dalle righe spettroscopiche.*
— P. ROSSI: *L'isteresi elastica in taluni acciai diversamente trattati.* — M. PIERRUCCI: *Sull'orbita della cometa di Gale.* — RIVISTA: O. M. CORBINO: *La crisi odierna della Fisica.* — G. VOGHERA: *Sugli spettri ottici a linee.* — G. ALIVERTI: *I lavori del Volta e del Dalton su le tensioni dei vapori.* — F. DE PAOLINI: *Sopra la misura della conducibilità degli elettroliti senza impiego di elettrodi.* — *Congresso Internazionale dei Fisici in onore di Alessandro Volta.*

JUL 24 1928



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

" IL NUOVO CIMENTO "

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE, R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANTI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

SULL'ALLARGAMENTO SUBITO PER EFFETTO DOPPLER DALLE RIGHE SPETTROSCOPICHE

Nota del Dott. G. POLVANI

Sunto. - *L'allargamento che le righe spettroscopiche subiscono per effetto DOPPLER viene studiato seguendo le leggi della nuova statistica del gas perfetto istituita dal FERMI. Calcolate le conseguenti divergenze dalla legge di RAYLEIGH è mostrato che considerando il caso limite dell'emissione allo zero assoluto, le righe spettroscopiche non sarebbero infinitamente sottili ma avrebbero invece larghezza finita; e che per un gas a bassa temperatura, ma solo debolmente degenerato, la correzione da apportarsi alla legge di RAYLEIGH è dello stesso ordine di grandezza di quello da apportarsi alla legge di BOYLE.*

1. È ben noto che l'agitazione molecolare provoca, per effetto DOPPLER un allargamento delle righe spettroscopiche emesse da un gas luminoso.

Secondo LORD RAYLEIGH l'intensità dI di una riga corrispondentemente alle lunghezze d'onda comprese tra $\lambda_0 + x$ e $\lambda_0 + x + dx$ (dove λ_0 indica la lunghezza d'onda della radiazione emessa dagli atomi la cui velocità possiede componente nulla rispetto alla visuale) è data, nel caso che lo strato emittente sia così sottile da poter trascurare i fenomeni di assorbimento (sicchè quindi l'energia emessa risulti proporzionale al numero dei radiatori elementari) dalla relazione:

$$(1) \quad dI = I_0 e^{-\frac{mc^2 x^2}{2kT\lambda_0^2}} \cdot dx$$

dove $I_0 dx$ è l'intensità relativa a λ_0 (cioè a $x = 0$), m la massa della particella emittente, c la velocità della luce, k la costante di BOLZMANN e T la temperatura assoluta.

Fondamento teorico della (1) sono: la legge di MAXWELL relativa alla ripartizione delle velocità tra le molecole del gas emittente, l'ipotesi che la luce emessa dai singoli radiatori sia rigorosamente monocromatica e che unica causa di allargamento della riga sia l'effetto DOPPLER.

Da (1) consegue che la riga, simmetrica rispetto a λ_0 , si estende sempre, almeno teoricamente, su tutta la gamma dello spettro e solo come caso limite per $T = 0$ si riduce infinitamente sottile.

Chiamando in generale *indicatrice dell'intensità di una riga* la funzione $\mathfrak{J}(x) = dI/(I_0 dx)$, risulta da (1) che detta indicatrice è, secondo LORD RAYLEIGH, la celebre funzione di GAUSS della probabilità degli errori e che in particolare essa risulta indipendente dal numero delle molecole contenute nell'unità di volume.

La recentissima teoria del gas perfetto, dal FERMI istituita ⁽¹⁾ basandosi su una generalizzazione del principio di esclusione del PAULI, porta a profonde divergenze dalla legge di MAXWELL quando la temperatura del gas sia estremamente bassa. Uno dei risultati notevoli della nuova teoria è che allo zero assoluto l'energia del gas risulta diversa da zero ed è direttamente proporzionale alla potenza $2/3$ del numero n di molecole contenute nell'unità di volume, inversamente proporzionale alla massa m comune alle molecole formanti il gas.

Questo risultato fa subito prevedere che, seguendo i concetti del FERMI, contrariamente alla teoria di LORD RAYLEIGH, allo zero assoluto le righe spettroscopiche non si ridurranno infinitamente sottili, ma avranno una larghezza limite *finita* dipendente dal numero n delle molecole contenute nell'unità di volume, e che quindi per bassissime temperature si avrà una notevole divergenza dalla legge di RAYLEIGH.

2. L'equazione di stato del FERMI scritta, con le notazioni adoperate dall'Autore, nella forma ⁽¹⁾:

$$(2) \quad n(L)dL = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \sqrt{L} dL \frac{Ae^{-L/kT}}{1 + Ae^{-L/kT}}$$

fornisce il numero $n(L)dL$ delle molecole la cui energia (cinetica di traslazione) è compresa tra L e $L + dL$. La funzione A è definita da

$$(3) \quad n = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} F(A), \quad F(A) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty A \frac{\sqrt{t} e^{-t}}{1 + Ae^{-t}} dt$$

dove h è la costante di PLANCK e t è variabile d'integrazione ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Vedi « Zeits. f. Physik », Bd. XXXVI (1926), pag. 902.

⁽²⁾ Vedi FERMI, op. cit.

⁽³⁾ Indico con t , anzichè con x — come fa il FERMI — la variabile d'integrazione per non ingenerare equivoci con la x già adoperata.

Dalla (2) si ottiene facilmente il numero dN_u delle molecole la cui velocità ha grandezza compresa tra u e $u + du$ pur di esprimere L in funzione della u cioè $L = mu^2/2$. Per determinare poi il numero dN_z delle molecole che relativamente ad un asse z hanno componente della velocità compresa tra ζ e $\zeta + d\zeta$ basta osservare che la probabilità che la direzione della velocità di una molecola faccia con z angolo compreso tra θ e $\theta + d\theta$ è $\sin \theta d\theta/2$ e che la componente ζ è legata alla grandezza u della velocità della relazione $u \cos \theta = \zeta$. Sicchè il numero dN_z è infine

$$\frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi/2} dN_u \sin \theta d\theta$$

dove, nel dN_u , siano stati sostituiti $\zeta \cos \theta$ e $\cos \theta d\zeta$ al posto rispettivamente di u e di du . Abbiamo così con facili calcoli:

$$(4) \quad dN_z = \frac{2\pi m^3 k T}{h^3} \lg \left(1 + A e^{-\frac{m \zeta^2}{2kT}} \right) \cdot d\zeta.$$

Supposto, come nel caso di LORD RAYLEIGH, che l'energia emessa sia proporzionale al numero di radiatori, e che non si abbiano fenomeni di assorbimento da parte dello stesso gas emittente, risulta palese che l'intensità della riga alla distanza x dal proprio centro è proporzionale al numero di quelle molecole che secondo la visuale (asse delle z) hanno componente della velocità ζ data dalla relazione di DOPPLER

$$(5) \quad \zeta = \frac{cx}{\lambda_0}.$$

Sicchè eliminando nella (4) ζ , $d\zeta$ per mezzo della (5) otteniamo senz'altro l'equazione dell'indicatrice scrivendo:

$$(6) \quad \mathfrak{I} = \frac{(dN_z)_{\zeta=cx/\lambda_0}}{(dN_z)_{\zeta=0}}$$

e quindi dalla (4) la legge di ripartizione dell'intensità nella riga è:

$$(7) \quad dI = I_0 \frac{\lg \left(1 + A e^{-\frac{mc^2 x^2}{2kT\lambda_0^2}} \right)}{\lg(1 + A)} dx$$

dove al solito la $I_0 dx$ è l'intensità relativa a $x=0$ e A è definita dalle (3).

Ma a causa delle relazioni (3) che legano la A alle variabili n , T , dalle quali dipende lo stato del gas, risulta a prima vista poco chiara quale sia la distribuzione dell'intensità nella riga spettroscopica.

3. Per temperature estremamente basse, vale per $F(A)$ lo sviluppo asintotico ⁽¹⁾:

$$(8) \quad F(A) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\lg A)^{1/2} \left(1 + \frac{\pi^2}{8(\lg A)^2} + \dots \right).$$

Sostituito in (3), e posto

$$(9) \quad a = \left(\frac{3h^2}{4\pi} \right)^{1/2} / 2mk, \quad \rho = 1 + \frac{\pi^2}{8(\lg A)^2} + \dots$$

ricaviamo

$$A = e^{\rho \frac{a}{2} \frac{n^{1/2}}{T}}$$

e quindi dalla (4):

$$(10) \quad dN_{\zeta} = \frac{2\pi m^2 k T}{h^3} \lg \left(1 + e^{\left(\frac{an^{1/2}}{\rho^{1/2}} - \frac{m\zeta^2}{2k} \right) \frac{1}{T}} \right) \cdot d\zeta$$

che possiamo scrivere:

$$(10') \quad dN_{\zeta} = \frac{2\pi m^2 k}{h^3} \left(\frac{an^{1/2}}{\rho^{1/2}} - \frac{m\zeta^2}{2k} + T \lg \left(1 + e^{-\left(\frac{an^{1/2}}{\rho^{1/2}} - \frac{m\zeta^2}{2k} \right) \frac{1}{T}} \right) \right) d\zeta.$$

Ora per $T \rightarrow 0$, cioè $A \rightarrow \infty$, ρ tende ad 1 per valori decrescenti, sicchè nell'immediata prossimità dello zero assoluto quei valori di ζ che, per una data temperatura soddisfano la disequazione

$$\frac{an^{1/2}}{\rho} - \frac{m\zeta^2}{2k} \geq 0$$

soddisfano la stessa disequazione per temperature ancor più basse. Ne consegue che

$$\lim_{T \rightarrow 0} T \lg \left(1 + e^{-\left(\frac{an^{1/2}}{\rho^{1/2}} - \frac{m\zeta^2}{2k} \right) \frac{1}{T}} \right) = 0$$

e che quindi per

$$|\zeta| \leq \zeta_1 = \left(\frac{2kan^{1/2}}{m} \right)^{1/2}$$

(1) Vedi FERMI, op. cit.

è

$$(11) \quad (dN_z)_{T=0} = \frac{2\pi m^2 k}{h^3} \left(a n^{1/3} - \frac{m \zeta_1^2}{2k} \right) d\zeta_1$$

mentre per $|\zeta| > \zeta_1$ si ha $(dN_z)_{T=0} = 0$, il che mostra che allo zero assoluto non esistono molecole aventi velocità la cui componente secondo z è in valore assoluto maggiore di ζ_1 ⁽¹⁾.

L'equazione della ripartizione dell'energia in una riga spettroscopica allo zero assoluto può, per le (6), (7), (11) e la prima delle (9), scriversi dunque:

$$dI = I_0 \left(1 - \frac{\frac{m^2 c^2 x^2}{h^2 \lambda_0^2}}{\left(\frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} n^{1/3}} \right) \cdot dx$$

e la riga perciò, come si era previsto, occupa una zona di spettro di larghezza finita, non nulla, i cui estremi hanno le lunghezze d'onda $\lambda_0 + x_0$, $\lambda_0 - x_0$ essendo:

$$x_0 = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \frac{h \lambda_0}{mc} n^{1/3}.$$

La larghezza ϵ_0 della riga, pari a $2x_0$, è quindi direttamente proporzionale a λ_0 e alla radice cubica del numero di molecole contenute nell'unità di volume, ed è inversamente proporzionale alla massa comune alle particelle emittenti. Agli estremi della riga l'intensità della riga stessa è nulla e la curva indicatrice dell'intensità nell'interno della riga è la parabola:

$$\mathcal{J} = 1 - \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} \frac{m^2 c^2}{h^2 \lambda_0^2 n^{1/3}} x^2.$$

Per un gas ideale del peso atomico dell'idrogeno, che si trovasse a uno stato di rarefazione, ad esempio, tale che n fosse 10^{15} cm^{-3} avremmo, per $\lambda_0 = 6563 \text{ \AA}$, (cioè H_α), $\epsilon_0 = 0,9 \times 10^{-4} \text{ \AA}$.

4. Quando T non sia nulla, ma sempre vicinissima a zero, posto ancora in prima approssimazione $\rho = 1$, è facile dalle (10) e (10') e dalla (7) ricavare, con sviluppo in serie, assumendo $T/a n^{1/3}$ come infinitesimo principale, la legge di ripartizione della intensità. In particolare si trova che nel punto $x = x_0$ la (7) dà $\mathcal{J} = 1/(a n^{1/3}/T)$ (mentre la legge

⁽¹⁾ E quindi anche velocità in grandezza superiore a ζ_1 , come del resto è facile vedere dall'espressione del dN_z .

di RAYLEIGH dà $\mathfrak{J} = 1/e^{an^{1/3}/T}$ e che per x grandissimo l'indicatrice della intensità tende all'asse delle x con valori delle ordinate doppi di quelli assegnati dalla legge di RAYLEIGH.

5. Infine quando T non sia molto bassa, allora invece della (8) vale l'altro sviluppo (caso di $A < 1$) ⁽¹⁾:

$$F(A) = A \left(1 - \frac{A^2}{2^{3/2}} + \frac{A^4}{3^{3/2}} - \dots \right)$$

che combinato con la prima delle (3) e con la (4), in cui il logaritmo sia stato sviluppato in serie, dà senz'altro:

$$(12) \quad dN_{\zeta} = n \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-m\zeta^2/2kT} \cdot \frac{1 - \frac{A}{2} e^{-m\zeta^2/2kT} + \dots}{1 - \frac{A}{2^{3/2}} + \dots} d\zeta$$

dalla quale è facile scorgere le divergenze dalla legge di MAXWELL.

Corrispondentemente la legge di ripartizione dell'intensità nella riga spettroscopica diventa:

$$dI = I_0 e^{-\frac{2kT\lambda_0^2}{mc^2 x^2}} \cdot \frac{1 - \frac{A}{2} e^{-\frac{mc^2 x^2}{2kT\lambda_0^2}} + \dots}{1 - \frac{A}{2} + \dots} \cdot dx$$

la quale, trascurando i termini che in A sono d'ordine superiore al primo, può scriversi per la prima delle (3) e la (12)

$$dI = I_0 e^{-\frac{mc^2 x^2}{2kT\lambda_0^2}} \left(1 + \frac{1}{2^{3/2}} \cdot \frac{nh^2}{(\pi mkT)^{3/2}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{mc^2 x^2}{2kT\lambda_0^2}} \right) \right) dx.$$

Quest'ultima mostra che la correzione da apportare alla legge di RAYLEIGH è del medesimo ordine di grandezza di quello da apportare alla legge di BOYLE ⁽¹⁾. Ma purtroppo nel nostro caso, dovendo il gas essere rarefatto, le divergenze dalla legge di RAYLEIGH si presentano ancor più difficili a sperimentarsi che quelle dalla legge di BOYLE.

Bari, Istituto di Fisica della R. Università, luglio 1927.

⁽¹⁾ Vedi FERMI, op. cit.

⁽²⁾ Vedi FERMI, op. cit.

L'ISTERESI ELASTICA IN TALUNI ACCIAI DIVERSAMENTE TRATTATI

Nota di PAOLO ROSSI

Sunto. - *Nel presente lavoro vengono studiati i cicli d'isteresi (bilaterale) che si ottengono sottoponendo a flessione dei fili di acciaio dolce fino ad oltrepassare notevolmente i limiti di elasticità, collo scopo principale di vedere come si allargano o si restringono le aree dei relativi diagrammi con diversi trattamenti. In particolare si trova che esse si restringono sensibilmente durante i processi che migliorano l'acciaio (stagionatura), sia che questi si producano naturalmente lasciando lungo tempo in riposo il filo incrudito, sia che vengano accelerati, ed anche accentuati, innalzando opportunamente la temperatura (al di sotto di 300° C.), così che l'esame dei cicli di isteresi può essere utile per seguire i processi suddetti. È pure oggetto di studio l'influenza del rinvenimento a diverse temperature tanto degli acciai incruditi per trafilatura, quanto di quelli incruditi per rapido raffreddamento.*

Oggetto della ricerca. - Sono oggetto della presente ricerca i cicli di isteresi elastica che si ottengono sottoponendo dei fili di acciaio, che hanno subito trattamenti diversi, a flessioni nei due sensi fino ad oltrepassare notevolmente i limiti di deformazione permanente.

In primo luogo si voleva studiare se siffatti cicli bilaterali di isteresi presentano i noti caratteri, anche nei casi in cui le deformazioni residue nei due sensi (quando si ripassa per il carico nullo) risultano una frazione notevole della deformazione massima a cui il materiale è sottoposto (fino al 30% circa), e si voleva anche vedere quale forma assume in tali circostanze il diagramma.

In secondo luogo si voleva studiare come dipendono questi cicli di isteresi dal trattamento (meccanico o termico) subito dal materiale, ed in particolare se le variazioni constatabili nel diagramma di isteresi fossero atte a rivelare delle modificazioni dell'acciaio, che sfuggono all'osservazione microscopica e che non portano sensibili variazioni alle altre proprietà meccaniche.

La ricerca aveva anche uno scopo applicativo o pratico, in quanto poteva fornire un nuovo mezzo per seguire il miglioramento che subisce l'acciaio (come pure altri metalli) coll'andar del tempo, in se-

guito ad un inerudimento o ad un trattamento termico, il qual fenomeno si suole brevemente chiamare « stagionatura ».

Detto miglioramento si riesce ad apprezzare anche colla semplice determinazione del limite elastico e della resistenza alla rottura per trazione, tuttavia se si tratta di acciaio, anche dolcissimo, ma trafilato, la determinazione del limite elastico è assai delicata perchè detto limite non si distingue nettamente come nel filo ricotto, e quanto al limite di rottura, si trovano per lo più delle differenze troppo piccole ed incerte per voler seguire in base ad esse il processo di stagionatura, come si vedrà nel corso del lavoro. Per questo lato applicativo della ricerca fatta in un Laboratorio industriale non potrò esser largo di particolari e di dati numerici, ma ciò non mi impedisce di esporre qui sommariamente quei risultati della ricerca, che possono offrire qualche interesse dal punto di vista fisico.

È probabile che buona parte delle conclusioni, a cui sono arrivato, valgano anche per altri metalli, ma le mie esperienze furono unicamente compiute sopra fili abbastanza grossi (da 3 a 4 mm. di diametro) di acciaio dolcissimo, contenente solamente 0,1 % di carbonio e da 0,4 a 0,6 % di manganese, oltre alle solite tracce di impurità.

A) *Forma del diagramma d'isteresi.* — Quando si ripete un numero sufficiente di volte un ciclo bilaterale d'isteresi entro gli stessi valori estremi si giunge sempre ad uno stato di accomodazione per il quale si hanno valori della deformazione residua (carico nullo), di senso contrario, pressochè uguali in valor assoluto e costanti per un numero indeterminato di cicli successivi. Questo si verifica anche quando si oltrepassano notevolmente i limiti elastici così da aversi una saetta di flessione residua uguale al 10 % della deformazione massima subita in un filo inerudito senza ulteriore trattamento, uguale al 16 % in un filo rinvenuto a 600° e fino al 33 % in un filo completamente ricotto, a cui si riferisce la figura. Anche quando per leggere dissimetrie le deformazioni residue di senso opposto non erano esattamente uguali, si è sempre notato che la somma dei due valori assoluti non solo si manteneva costante nei successivi cicli, ma caratterizzava molto bene un dato materiale, meglio di quanto non può fare il carico di rottura per mmq. od il limite elastico. Lo stesso dicasi dei carichi che annullano dette deformazioni residue (± 250 gr. nel caso della figura).

Perciò nei confronti fra i diversi trattamenti mi sono riferito nel corso della ricerca (come mi riferirò nella presente nota) a quella che si può chiamare *differenza isteretica relativa* e che misura in certo modo la larghezza del diagramma d'isteresi rispetto all'ampiezza (cioè

alla distanza fra i limiti del ciclo). Precisamente mi sono riferito alla differenza isteretica che corrisponde al carico nullo, perchè più comodamente misurabile dell'altra che corrisponde alla deformazione nulla. Essa sarebbe p. es. di 48 mm., nel caso della figura, sopra 144 mm., cioè del 33 % circa. In generale detta differenza isteretica relativa era ottenuta dividendo la somma delle saette di flessione residue nei due sensi (le quali non erano sempre esattamente uguali) per il doppio della saetta massima. Un rapporto analogo si può calcolare dividendo per il carico massimo quello occorrente per annullare la deformazione residua, ma si ottiene un valore poco diverso, generalmente un po' superiore (36 % nella figura), il quale varia nello stesso senso dell'altro coi diversi trattamenti. Basterà quindi considerare una sola di queste differenze isteretiche relative e precisamente quella che corrisponde al carico nullo.

Quanto alla forma del diagramma, essa non si discosta da quella ben nota; solo è da far presente che i due tratti del diagramma corrispondenti a carichi crescenti, come *FB* e *CE* nella figura, sono più incurvati di quelli corrispondenti a carichi decrescenti. Nel caso poi del filo ricotto tale differenza si accentua non solo, ma i rami corrispondenti ai carichi decrescenti sono pressochè rettilinei e l'inclinazione del tratto non dipende dalla ampiezza del ciclo. In altri termini se invece di arrivare al carico di 700 gr. ci si fermasse a 600 gr. in modo che l'estremo del ciclo fosse rappresentato dal punto *M*, si seguirebbe nel ritorno ad un carico nullo un tratto *MN* pressochè rettilineo e parallelo al tratto *BC*. L'inclinazione di queste rette è la stessa che corrisponde alla perfetta elasticità (deformazioni molto piccole).

B) Dipendenza delle differenze isteretiche dai limiti del ciclo. — Facendo variare i limiti del ciclo (bilaterale e simmetrico) e propriamente facendo crescere la deformazione massima nelle flessioni di senso opposto, cresce naturalmente non solo l'area compresa dal diagramma di isteresi, e quindi la differenza isteretica corrispondente (data dalla somma delle deformazioni residue) ma cresce anche il rapporto che ho chiamato differenza isteretica relativa. Tuttavia se non si oltrepassa un certo valore della deformazione massima, tale differenza isteretica relativa cresce di poco; invece appena si oltrepassa un certo limite, che è abbastanza netto, essa cresce rapidamente, come fa l'allungamento negli acciai dolci quando nella trazione si giunge al limite di snervamento.

Citerò come esempio il caso di un acciaio dolcissimo trafilato (diam. = 3,4 mm.), poi rinvenuto a 600° C. La lunghezza soggetta a flessione era di 300 mm. Crescendo la saetta di flessione massima,

nei due sensi, da 10 a 50 mm. la differenza ister. rel. è aumentata da 0.5 ad 1,4 %, mentre portando la saetta massima a 60 ed anche a 70 mm., la diff. d'isteresi è arrivata rispettivamente al 12 ed al 22 % circa.

C) *Influenza del tempo (stagionatura od invecchiamento)*. — Lo studio che maggiormente mi interessava era appunto quello relativo alle modificazioni che si producono nell'acciaio incrudito alla trafilatura e lasciato a sè per diverso tempo, modifiche che si seguono solo con molta incertezza mediante le usuali esperienze di trazione (limite elastico e limite di rottura), specialmente quando l'incrudimento non è di data assai recente (cioè di qualche giorno). Si trattava dunque di vedere se mediante l'esame dei cicli di isteresi ed in particolare delle differenze isteretiche relative, precedentemente definite, si potevano seguire tali fenomeni, detti di stagionatura, con maggior sicurezza e per un tempo notevolmente più lungo, perchè è noto in pratica che i lenti miglioramenti dell'acciaio trafilato continuano anche per qualche mese. Dirò subito che la stagionatura influisce in modo assai sensibile sui cicli d'isteresi portando una *diminuzione* delle differenze isteretiche, per cui si è indotti a porre in stretta relazione il miglioramento che rivela l'acciaio col diminuire di tali differenze isteretiche e conseguentemente delle corrispondenti aree dei diagrammi d'isteresi, cioè della energia apparentemente perduta in ciascun ciclo.

Esempio: un filo incrudito alla trafilatura con una riduzione di sezione dell'82 %, ha presentato i seguenti valori delle differenze isteretiche relative

Fresco di trafilatura	4,25 %
Stagionato (2 mesi)	3,25 %

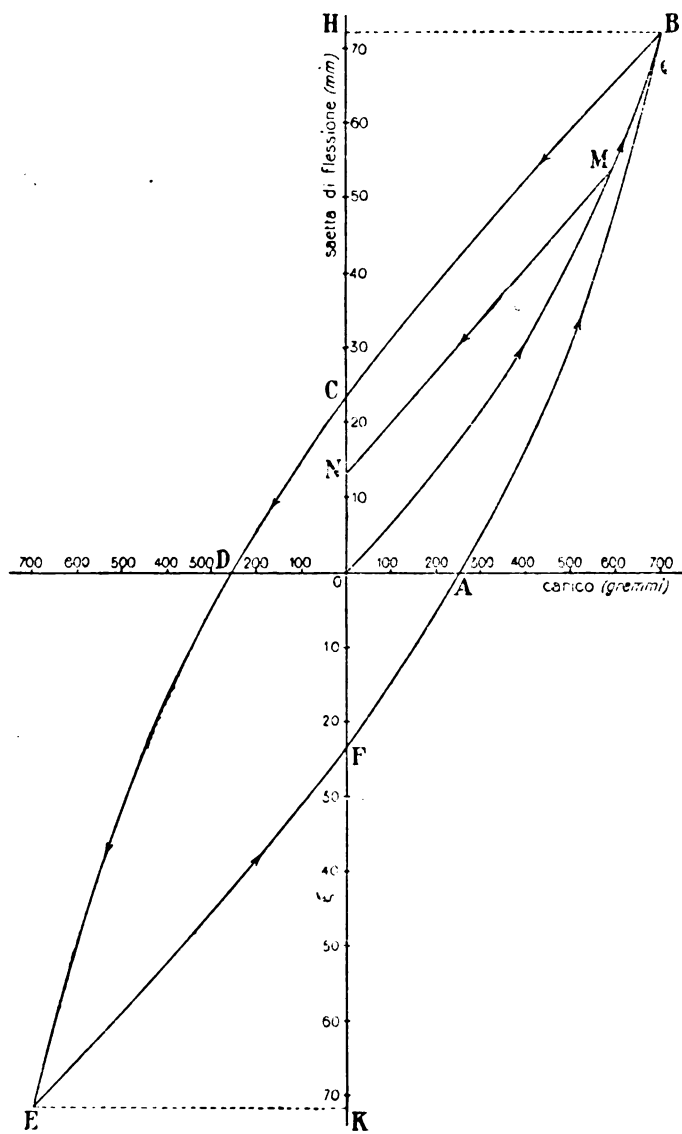
La resistenza alla rottura per trazione risultò rispettivamente di 87,8 ed 87,6 Kg./mmq., però la differenza fra le due resistenze è inferiore anche a quella che si può trovare fra due pezzi di una stessa matassa di filo.

Altri esempi si vedranno più avanti.

Coll'aumentare dell'incrudimento misurato dalla riduzione della sezione nella trafilatura (e precisamente dal 60 % all'80 %) varia un poco anche l'effetto di stagionatura e precisamente è maggiore per il filo più incrudito, com'è da aspettarsi.

D) *Influenza del trattamento termico*. — In relazione agli effetti che si ottengono, distinguerò tre casi:

1) Rinvenimento moderato (inferiore a 300°) insufficiente a togliere durezza al filo.



Ciclo d'isteresi di un filo d'acciaio ricotto.

AD : differenza isteretica corrispondente alla deformazione nulla.

CF : differenza isteretica corrispondente al carico nullo.

$\frac{CF}{HK}$: differenza isteretica relativa.

2) Rinvenimento con addolcimento del filo.

3) Tempera seguita da rinvenimento.

Il primo caso era il più interessante nelle presenti ricerche, poichè un rinvenimento moderato, per es. un rinvenimento a 150° per tre ore, seguito da raffreddamento nel forno, come si è usato generalmente pei fili sperimentati, porta una diminuzione della differenza isteretica, anche quando il materiale ha già subito una stagionatura di qualche mese. Tale effetto, che naturalmente è maggiore quando il materiale è fresco di trafilatura, presenta tutti i caratteri di una stagionatura accelerata ed accentuata a causa della maggior temperatura. La grandezza dell'effetto dipende un poco dalla natura del materiale, ma in generale tende a crescere col crescere dell'incerudimento subito dal filo nella trafilatura.

Gli esempi riportati nella seguente tabella si riferiscono tutti ad acciai dolcissimi. La prima colonna serve a dare un'idea del grado di incerudimento mediante il rapporto fra la sezione del filo trafilato e quella di partenza.

Il diverso grado di incerudimento era stato ottenuto partendo da diversi diametri originari per arrivare al diametro finale di mm. 3,4 per tutti i fili.

TABELLA I

Filo	Riduzione di sezione	Trattamento	Differenze isteretiche	Resistenza alla rottura
A_1	60 %	fresco	10 %	72 Kg/mm ²
		stagionato	9,5 >	74,5 >
		rinvenuto a 150° C.	8,5 >	73 >
A_2	68 %	fresco	4,75 %	77,8 >
		stagionato	4,5 >	78 >
		rinvenuto a 150°	3,9 >	77,2 >
A_3	75 %	fresco	4,8 %	83,5 >
		stagionato	4,5 >	82,1 >
		rinvenuto a 150°	3,8 >	80,7 >
A_4	80 %	fresco	4,8 %	86,7 >
		stagionato	4,25 >	86,9 >
		rinvenuto a 150°	3,6 >	86 >
A_5	82 %	fresco	4,2 %	87,8 >
		stagionato	3,25 >	87,6 >
		rinvenuto a 150°	2,5 >	87,4 >

Aggiungerò che del materiale migliore (minore area d'isteresi) il quale presentava allo stato fresco una differenza isteretica relativa (a parità di condizioni sperimentali) uguale ad 1,75 %, solo dopo sette mesi l'aveva ridotta ad 1,5 % mentre un rinvenimento a 150° per 2 ore, eseguito sul filo fresco, portava subito detta differenza isteretica ad 1,4 %.

La resistenza era diminuita solamente da 91,4 a 90,6 Kg./mmq.

Se la temperatura di rinvenimento supera 300°, o meglio 400°, allora si fa sentire in modo prevalente l'effetto dell'addolcimento con sensibile riduzione del carico unitario di rottura (per trazione), ed aumenta la differenza isteretica.

Tanto la resistenza alla trazione, quanto la differenza isteretica tendono rapidamente fra 500° e 600° C. ai valori corrispondenti allo stato ricotto.

Ecco per esempio (Tabella 2^a) i valori delle differenze isteretiche relative ottenute su dei fili di acciaio dolceissimo, da mm. 3,4 di diametro, incrudito alla trafilatura così da raggiungere una resistenza di quasi 100 Kg./mmq.

La lunghezza del tratto sottoposto a flessione era di 30 cm. I limiti dei cicli d'isteresi erano misurati da una saetta di ± 100 mm. per i fili rinvenuti sotto 600° e di ± 70 mm. per quelli riscaldati a 600° ed oltre.

Nella stessa tabella sono riportati anche i valori delle resistenze alla trazione.

TABELLA II

Trattamento	Limiti dei cicli	Differenza ister. rel.	Resistenza
Non rinvenuto	± 100 mm.	1,5 %	98 Kg/mm ²
Rinvenuto a 400° C.	»	3,3 »	82,5 »
» 450°	»	4,7 »	78,5 »
» 500°	»	6,0 »	75,8 »
» 550°	»	7,5 »	63,3 »
» 600°	»	più di 30 »	44,6 »
» 600°	± 70 mm.	22 »	44,6 »
Ricotto	»	25 »	44,0 »

Quanto al terzo trattamento, trattandosi di acciai dolceissimi non si potrebbe parlare di *tempera*, ma per amore di brevità e data l'a-

nalogia del trattamento, uso questa parola per indicare che i fili sono stati riscaldati oltre il punto critico e raffreddati rapidamente in acqua alla temperatura dell'ambiente. Con questo trattamento la resistenza alla trazione aumenta notevolmente e diminuisce la differenza isteretica, però basta in questo caso un leggero rinvenimento (inferiore a 200°) per innalzare detta differenza isteretica fino al valore che presentava lo stesso filo incrudito. Ecco due esempi:

Filo incrudito alla trafilatura	1°	2°
Differenza ister. rel.	7,5 %	7,0 %
Resistenza alla trazione	84,2	93 Kg/mm ²
Filo temprato		
Differenza ister. rel.	1,5 %	1,5 %
Resistenza	136	144 Kg/mm ²
Filo temprato e rinvenuto a 180°		
Differenza ister. rel.	7.7 %	6,0 %

Innalzando la temperatura di rinvenimento i diagrammi dei cicli d'isteresi dei fili temprati si allargano rapidamente (ed aumenta in proporzione l'energia perduta in ciascun ciclo), mentre pei fili semplicemente incruditi alla trafilatura la differenza isteretica si mantiene quasi costante fin oltre i 300°, come si è visto, ed aumenta rapidamente solo al di sopra di 500°.

*Laboratorio sperimentale degli Stabilimenti « Redaelli ».
Rogoredo (Milano) ottobre 1927.*

SULL'ORBITA DELLA COMETA DI GALE

Nota di MARIANO PIERUCCI

Rimando il lettore alla mia Nota: *Sulle comete di cui si conosce il periodo* ⁽¹⁾, nella quale osservavo che per venti fra le venticinque comete, di cui sino ad allora si conosceva il periodo con sicurezza, il *raggio equivalente* ρ (raggio del cerchio equivalente all'ellisse racchiusa dall'orbita) è compreso nella zona asteroidica, mentre per le altre cinque è prossimo ad orbita cometaria portò ad una mia brevissima Nota ⁽²⁾ in cui osservavo che il raggio equivalente del pianetino-cometa è pure compreso fra i raggi equivalenti di Marte e di Giove.

Ora il signor GALE dell'Osservatorio di Sydney, scopriva nel Giugno di quest'anno una nuova cometa periodica, alla quale poi è stato posto il suo nome. I recentissimi calcoli del signor CROMMELIN, ricavati dalle osservazioni del: 1927, Giugno 22 (Capo) e Luglio 20, Agosto 9 (Joannesburg) ⁽³⁾, danno per il semigrandasse a dell'orbita il valore: $\log a = 0,7446081$ e per l'eccentricità e il valore: $0,7809868$.

Calcolando per questa nuova cometa periodica il raggio equivalente ρ si trova il valore:

$$\rho = a \cdot \sqrt[4]{1 - e^2} = 4,39;$$

si trova cioè un valore compreso largamente fra quelli dei raggi equivalenti di Marte e di Giove.

Anche la cometa di GALE soddisfa dunque molto bene la regola da me esposta.

Pisa, Istituto di Fisica della R. Università.

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », 1921, vol. XXI.

⁽²⁾ « Nuovo Cimento », 1921, vol. XXII.

⁽³⁾ « Astron. Nachrichten », n. 5522 (dati fornitimi dal Ch.mo Prof. Azeglio Bemporad).

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELLE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sette annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926 e 1927 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 300

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925, 1926 e 1927
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);

II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.

III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.

IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II, III e IV al prezzo di L. 80. Il volume V è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA italiana a diffusione assolutamente mondiale.

È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI

Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 130 — Francia e Colonie francesi Frs. 200 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti Doll. 10 — Altri paesi Lire italiane 150

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1926

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

NUOVA SERIE

DICEMBRE 1927

ANNO IV - N. 10

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO FONDATO IN PISA DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

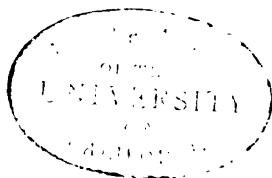
SI PUBBLICA IN 10 NUMERI ANNUALI

DIRETTORI: JUL 24 1928

O. M. CORBINO - Q. MAJORANA - L. PUCCIANTI

SOMMARIO

P. VINASSA: *Elettroni e simmetria.* — G. POLVANI: *Effetto elettrodinamico di seconda specie prodotto dalla luce sui metalli.* — A. BERNINI: *A proposito di trasmissione del calore.* — INDICE — RIVISTA: G. ALIVERTI: *La determinazione delle costanti del geoido mediante misure di gravità.* — C. PIROTTI: *La pistola di Volta e il motore a scoppio.* — R. ACCADEMIA DEI LINCEI (*Sunti*). — INDICE DELLA RIVISTA.



BOLOGNA

NICOLA ZANICHELLI

EDITORE

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

“ IL NUOVO CIMENTO ”

Abbonamento per l'anno 1927

Italia Lire 50 — Europa Lire 65 — Altri paesi Lire 100

Quote per i Soci della Società Italiana di Fisica

Italia Lire 45 — Europa Lire 55 — Altri paesi Lire 90

I Soci riceveranno Il Nuovo Cimento gratuitamente.

Le quote sociali debbono essere indirizzate alla Società Italiana di Fisica presso il Segretario-Cassiere Dott. GIULIO DALLA NOCE,
R. Istituto di Fisica, Bologna.

I collaboratori sono pregati di inviare i manoscritti ad uno dei Direttori: O. M. CORBINO, R. Istituto di Fisica, Roma; Q. MAJORANA, R. Istituto di Fisica, Bologna; L. PUCCIANI, R. Istituto di Fisica, Pisa.

Gli articoli originali dovranno essere preceduti da un sunto, secondo il voto della Commissione di Cooperazione intellettuale della Società delle Nazioni.

Per abbonamenti, numeri separati ed annate precedenti del « Nuovo Cimento » rivolgersi a Nicola Zanichelli, Editore - Bologna.

ELETTRONI E SIMMETRIA

Nota di PAOLO VINASSA

Sunto. - In questa nota si propone una classificazione dei corpi, sotto forma di elettroni, distinti per il loro numero elettronico.

Si pone in evidenza la ricchezza degli elettroni corrispondenti a stadi di equilibrio, e la mancanza assoluta di elettroni corrispondenti ad aggruppamenti di elettroni a 5 o a 7.

Da ciò si deduce che gli elettroni si dispongono non secondo una simmetria geometrica ma secondo una simmetria cristallografica, cioè connessa alla razionalità dei parametri.

Con questa nuova concezione si spiegano molti fatti relativi alla valenza, alla pluriatomicità di certi corpi semplici ecc., e si fanno pure fondate ipotesi circa il meccanismo fotografico e quello della fosforescenza.

Disponendo poi gli elettroni secondo gruppi di simmetria si ricavano alcune leggi relative alle combinazioni.

Si accenna infine all'importanza che può avere nello studio della fisica atomica l'introduzione del concetto di simmetria cristallografica con un corollario finale.

1. Chiamiamo « numero molecolare » la somma dei numeri atomici di tutti gli elementi costituenti la molecola. Come ho già dimostrato⁽¹⁾ per quasi tutti i corpi che si trovano nella crosta terrestre a noi nota, questo numero è pari.

Ulteriori ricerche, cui già nella citata nota avevo accennato, hanno stabilito che la stessa regola vige pure per quasi tutti quanti i corpi artificiali, organici e inorganici ⁽²⁾. Pertanto è lecito esprimere la seguente legge: « Tutti i corpi noti, naturali e artificiali, inorganici e organici, hanno, di regola, numero molecolare pari ».

I corpi con numero molecolare dispari sono in assoluta minoranza. Torneremo su questa legge più oltre.

⁽¹⁾ I costituenti degli involucri terrestri e il numero molecolare. « Rendic. R. Accad. Lincei », 6^a, V, 1, 4, febbraio 27, pag. 229.

⁽²⁾ Come oltre il 99,9 % dei costituenti la crosta terrestre ha « numero molecolare » pari, di 3831 composti artificiali organici e inorganici da me considerati più di 3700 hanno pure numero molecolare pari.

2. Il concetto per il quale riteniamo che una molecola sia composta di atomi è inesatto. L'atomo è difatti nella maggior parte dei casi una entità astratta. Esso non esiste che nelle molecole monoatomiche: in tal caso atomo e molecola si equivalgono.

Quando noi diciamo che l'acqua è formata da due atomi di idrogeno e da un atomo di ossigeno, diciamo per lo meno una inesattezza. Se l'*H* e l'*O* nell'acqua fossero allo stato di atomi non avremmo la combinazione H_2O , ma una mescolanza di H_2 e di O .

Nei composti esistono invece altre entità, che differiscono dall'atomo per il numero degli elettroni che si trovano attorno al nucleo. Quando noi consideriamo, ad esempio, *NaCl* con numero molecolare 28, sappiamo che un tal numero è dato dalla somma del numero atomico 11 del *Na* e 17 del *Cl*. Ma nel *NaCl* non esiste un atomo di *Na* ed uno di *Cl*, ed i 28 elettroni che circondano i nuclei sono dati dai 10 appartenenti al *Na*, metallo monovalente (elettropositivo per aver perduto un elettrone periferico) e dai 18 del *Cl*, metalloide monovalente per aver acquistato un elettrone periferico.

Su questo concetto fondamentale ho basato il « numero elettronico » ⁽¹⁾ che rappresenta la quantità di elettroni che si trovano in ciascuna entità atomica attiva, che prende parte ad una combinazione. Il concetto di questa entità attiva si sovramette in parte a quello di jone. Ma poichè il nome di jone è termine usato in modo speciale per le dissociazioni elettrolitiche e si applica altresì a gruppi di elementi, a scanso di confusione, ho creduto utile adottare il nome di « *elettronile* » per questa entità atomica, attiva, per effetto di un certo numero di elettroni, in più o in meno, della carica positiva del nucleo.

L'elettronile, indicando una valenza, può segnarsi con un esponente numerico, in numeri romani, posto a sinistra o a destra del simbolo, a seconda che l'elettronile è metalloide o metallo. In tal caso, conoscendo il numero atomico del corpo e aggiungendovi l'esponente, se esso si trova a sinistra, o togliendolo, se si trova a destra, si ha il numero elettronico. Così ^{10}O ci indica l'*O* con 10 elettroni e quindi bivalente negativo; Na^I ci indica il *Na* metallo monovalente positivo, pure con 10 elettroni, ecc.

La quantità di questi elettroni, che nell'elettronile sono in eccesso o in difetto sul numero atomico, dà ad esso la speciale caratteristica di metalloide o di metallo e della valenza.

⁽¹⁾ *Il numero elettronico ed i costituenti terrestri.* « Rend. R. Accad. Lincei », 6^a, V, I, 12, pag. 940.

In una molecola invece « *il numero elettronico è uguale al numero molecolare* ». Con che viene ad esser modificata la legge del VAN DEN BROECK che si riferiva agli atomi.

3. Disponiamo tutti gli elettroni (in altri termini tutte le valenze note) in una tavola a cominciare dallo zero del protone sino all'86, ultimo stadio di equilibrio a noi noto, eliminando il gruppo delle terre rare. Risulterà la tavola annessa ⁽¹⁾. In essa ho disposto gli elettroni distinguendoli in metalloidi, con valenza decrescente; e metalli con valenza positiva crescente, separandoli col corpo zero valente.

Gli elettroni principali o più frequenti sono in neretto, quelli più rari sono in tondo, quelli eccezionali o dubbi od eventualmente teorici (come O^{VI}) sono posti tra parentesi o accompagnati dal segno (?).

Nella classificazione sono altresì inclusi, col loro numero atomico, i corpi ignoti o mal noti 43, 75, 85 e i cui elettroni sono supposti per analogia del corpo noto, insieme al quale fanno gruppo.

Questa nuova classificazione si fonda dunque su di un principio opposto a quello della classificazione periodica del MENDELÈJEV-MOSELEY. Il sistema periodico difatti è *la classificazione dei nuclei atomici positivi*. La classificazione elettronica, essa pure periodica, *si basa invece sulla carica periferica*.

4. Lo studio di questa tavola è assai istruttivo, e mi ha permesso di giungere a deduzioni, che ritengo possano aprire un nuovo campo di ricerche e di studi.

Prima di tutto notiamo che nella tavola vi sono numeri elettronici riccamente rappresentati, altri più o meno scarsi e taluni poi assolutamente mancanti. Il fatto non può essere fortuito.

Intanto vediamo che tra i numeri rappresentati in modo massimo sono: 2, 10, 18, 28, 36, 46, 54-68, 78, 86. Numeri ben noti, perchè corrispondenti a stadi di equilibrio, già stabiliti per le ricerche di BOHR, MAIN SMITH, STONER etc. Rappresentati alcuni (2, 10, 18, 36, 54 e 86) dai gas nobili: altri come 28, 46 e 78 dagli ultimi termini delle tre triadi: *Ni*, *Pd* e *Pt*, che, come ho altrove dimostrato ⁽¹⁾, possono considerarsi inerti, almeno nel campo termodinamico terrestre ⁽²⁾.

⁽¹⁾ Per l'intelligenza del testo sarà necessario aver sempre presente questa tavola.

⁽²⁾ *Il numero elettronico, ecc.* Loc. cit., pag. 944.

⁽³⁾ Avverto, una volta per tutte, che le mie considerazioni si riferiscono sempre alle condizioni del nostro ambiente.

Dopo questi numeri predominanti altri se ne trovano pure, più o meno riccamente rappresentati. Tra di essi predominano in via assoluta i numeri pari in confronto coi dispari. Tra i numeri pari, poi prevalgono, pure in modo assoluto, quelli che possono considerarsi come dovuti ad aggiunta di una o due coppie subito dopo lo stadio di equilibrio. Eccezionale invece è l'aggruppamento a 6.

Non mi sembra illogico dedurre che questi numeri elettronici rappresentano altri *stadi secondari di equilibrio*. E poichè questi si susseguono a due a due è presumibile che si abbiano delle coppie di elettroni, analoghe alla coppia iniziale del primo periodo, coppie che, come ho detto, si aggiungono così allo stadio principale terminale.

5. Escludiamo il primo periodo che comprende il solo H , e vediamo il secondo. In questo noi troviamo mancante il 3 che è l'aggruppamento (2). 1; presenti sono invece il 4: (2). 2, il 5: (2). 3, il 6:(2). 4 e l'8:(2). 6 per arrivare poi al 10, con cui si inizia il nuovo periodo. Mancano dunque il numero 3 ed i numeri 7 e 9 corrispondenti a (2). 5 e (2). 7.

Esaminiamo il terzo periodo. Noi troviamo mancanti l'11 e successivamente il 15 e il 17 che pure rappresentano lo stadio 5 e 7 e cioè: (10). 5 e (10). 7. Altrettanto si dica per il quinto periodo, in cui però non manca più il 29, ma sempre mancano: $33 = (28). 5$ e $35 = (28). 7$; pel settimo in cui mancano $51 = (46). 5$ e $53 = (46). 7$ e per l'ultimo in cui mancano $83 = (78). 5$ e $85 = (78). 7$.

6. Vediamo adesso i periodi più complessi, costituiti da 10 termini. In essi manca sempre e *solamente* il numero elettronico immediatamente precedente allo stadio di equilibrio finale ⁽¹⁾. È logico supporre che esso rappresenti uno stadio che comprende il 5.

Questa però non è una semplice supposizione, poichè essa è confermata dalle nostre conoscenze circa lo stadio di equilibrio finale di questi periodi, che è di 4 . 6.

È noto difatti, per le ricerche di fisica atomica, che nei periodi composti di otto termini l'ultimo equilibrio è 2 . 2 . 4 (o 2 . 6), mentre per quelli composti di 10 termini l'equilibrio è 4 . 6.

Ora la presenza di questo 4 ci conferma che, allo stadio di equilibrio principale, possono aggiungersi altri stadi di equilibrio che son dovuti alla presenza ⁽²⁾, sia di una coppia ($E . 2$) sia di due ($E . 2 . 2$).

(1) Sola eccezione il $Cu^{II} = (27)$ su cui avrò occasione di ritornare.

(2) Con la lettera E si indica, in generale, l'equilibrio principale.

Da questi stadi di equilibrio secondario comincia, per taluni corpi, un'altra serie di disposizione di elettroni periferici. Si passa ad esempio per $(E.4).1$; $(E.4).2$; $(E.4).3$; $(E.4).4$ e si salta senz'altro all' $(E.4.6)$ finale.

Ma di questi periodi di 10 termini avrò presto occasione di occuparmi. Per il momento si potrà dunque affermare, che la mancanza dei numeri 27, 45 e 77 debba attribuirsi al fatto che essi rappresentano un aggruppamento $(E.4).5$.

Questa constatazione, che si può fare in tutti quanti i periodi, non può esser fortuita. Nè altra spiegazione saprei dare al fatto così generale, se non ricorrendo al concetto di simmetria. Intendendosi però sempre la simmetria cristallina con razionalità dei parametri, non la semplice simmetria geometrica. Che si debbano sempre avere parametri razionali risulta dal fatto che gli elettroni gravitano in orbite quantiche. Effettivamente i numeri 5 e 7 son quelli che *non ammettono simmetria*. Poichè si tratta di simmetria analoga a quella dei corpi cristallini, per le leggi di una tal simmetria, non possono sussistere altre simmetrie se non quelle di tipo 2, 3, 4 o 6; e quindi non può sussistere nemmeno un aggruppamento di 8. E difatti gli studi di fisica atomica hanno stabilito che l'equilibrio finale 8 è dato da due coppie ed un quartetto: 2.2.4; o, secondo altri da 2.6.

Esistono anche aggruppamenti con un solo elettrone periferico, ad esclusione del 2° e 3° periodo (3 e 11). Lo stadio con un solo elettrone è analogo alla classe asimmetrica del sistema triclino. Si potrebbe indicare questo stadio col nome di *monoelettronico*. Intendendosi però sempre di riferirsi all'elettrone unico nella zona esterna di valenza dell'elettronile.

Mi sembra dunque lecito stabilire la seguente legge fondamentale: « *Nessun elettronile può sussistere se esso non sia simmetrico o monoelettronico* ».

Da cui deriva una definizione più precisa dell'elettronile: « *L' elettronile è un' entità atomica, simmetrica o monoelettronica, attiva, per effetto del numero di elettroni in più o in meno della carica nucleare* ».

La simmetria degli elettronili non differisce dunque dal tipo generale di simmetria, come si conosce nei cristalli. La diversità tra un'entità cristallina ed un elettronile sta nel fatto che il cristallo è stabile ed ha simmetrie più complesse, mentre l'elettronile è attivo ed ha simmetrie più semplici. Difatti: la simmetria negli elettronili, come meglio vedremo, è di tipo 2 ed anche 4; oppure, ma

raramente, di tipo 3. Predomina invece, nei tipi dispari, lo stadio monoelettronico.

Rispetto alla simmetria ed agli equilibri, occorre una breve spiegazione. Intanto possiamo distinguere due tipi di equilibrio: i finali e gli intermedi, cui già ho accennato. Degli equilibri finali abbiamo il binario dell'*He*, resistentissimo e base di tutti gli elettroni. Poi il resistentissimo quaternario dei gas nobili; finalmente il senario degli ultimi termini delle triadi inerti nel campo terrestre ma attivi nei nostri laboratori.

Gli elettroni fanno simmetria tra loro anche se appartengono ad orbite diverse, purchè tutte dello stesso livello e purchè in ciascuna orbita non si sia raggiunto un aggruppamento stabile. Così una disposizione (E).5 non è possibile nemmeno se si abbia (E).3.2 oppure anche (E).2.2.1; purchè sempre le due o rispettivamente tre orbite appartengano allo stesso livello, il cui equilibrio finale tenda ad 8.

Nei periodi con 10 termini, pei quali è uso comune segnare 18, le prime tre orbite fanno tra loro simmetria, colla regola sopra indicata, sino a che hanno raggiunto 8. Le rimanenti sono autonome, ciascuna per suo conto. È dunque inesatto scrivere senz'altro 18: occorre invece segnare sempre: 8.4.6; poichè il primo 8 rappresenta un gruppo di elettroni, che hanno un comportamento del tutto diverso dai 4 della 4^a orbita e dai 6 della terminale.

Di questa osservazione vedremo più avanti l'importanza.

7. Dallo studio della tabella risulta altresì che i corpi rappresentati da uno stadio principale di equilibrio si presentano sempre in numeri fissi e cioè 8 o 12: numeri questi che corrispondono all'espressione generale n^2 . Difatti 8 è 2×2^2 e 12 è 3×2^2 . Anche il sistema degli elettroni obbedisce dunque, per il numero, ad una regola che può esprimersi così: « *Gli elettroni si dispongono negli stadi di equilibrio principale in numero corrispondente all'espressione: n^2* ». La ragione di un tale aggruppamento è ignota.

8. Il concetto di simmetria introdotto nella struttura dell'entità atomica attiva, l'elettronile, rende possibile anche di rendersi conto di fatti di valenza sulle cui leggi regnava tuttora molta incertezza.

Dallo studio della tabella risulta intanto che non vengono mai rotti, almeno nelle condizioni normali, gli stadi principali di equilibrio consecutivi, e tutti i corpi sono quindi compresi, periodo per

periodo, entro i limiti di 8 o 10. (Si esclude al solito il periodo delle terre rare).

Si vede pertanto come nella tabella resti sempre libero un triangolo formato: da un lato esterno dalla linea immediatamente sovrastante alla serie corrispondente ad un equilibrio e da una diagonale che, dal gas nobile o dal terzo elemento di ciascuna triade, arriva sino al lato esterno ⁽¹⁾.

Resta così confermata la legge degli *ottetti*, ma, come giustamente ha fatto osservare ODDO, limitatamente ai metalloidi. Pei metalli invece si può esprimere la legge seguente: « *La massima valenza possibile di un metallo è data dalla differenza tra il suo numero atomico e lo stadio di equilibrio immediatamente sovrastante* » ⁽²⁾.

Ad esempio *Ge* ha numero atomico 32, pertanto la sua massima valenza sarà 4 ($32 - 28 = 4$); *Mn* ha numero atomico 25, perciò la sua massima valenza sarà $25 - 18 = 7$. Il *Cr*, il cui numero atomico è 24, può avere, come valenza massima solamente 6, poichè $24 - 18 = 6$. I numeri 28 e 18 sono quelli degli stadi di equilibrio immediatamente sovrastanti al 32 (*Ge*), al 24 (*Cr*) e 25 (*Mn*). La massima possibile valenza dunque del *Ge* è 4, del *Cr* è 6, del *Mn* è 7 etc. E ciò che si è visto per *Ge* e per *Cr*, e per *Mn* si può ripetere per tutti i metalli.

Da questa legge della massima valenza risulta che: *nei periodi comprendenti otto termini non si può mai aver valenza superiore a 7*. Il numero atomico dell'ultimo corpo di ciascuno di questi periodi differisce infatti al massimo di 7 dallo stadio di equilibrio precedente. Così: *F* ($9 - 2 = 7$); *Cl* ($17 - 10 = 7$); *Br* ($35 - 28 = 7$); *I* ($53 - 46 = 7$). La valenza massima 8 non può dunque sussistere se non nei periodi composti di dieci termini (18 a 28, 36 a 46 e 68 a 78).

Questa massima valenza però non vuol dire che tutte quante le valenze, dalla monovalenza alla massima, siano possibili. A limitarle intervengono altre leggi tra le quali ritengo possa indicarsi come principale la simmetria.

Infatti, applicando il concetto di simmetria, è impossibile, ad esempio, che si abbia una semplice monovalenza positiva per *O*, *S*, *Se*, *Te* e *Po*, poichè il tipo dell'elettronile sarebbe rispettivamente:

⁽¹⁾ Sole eccezioni sono il già ricordato 27: *CuII* e il 76: *AuIII* i quali accusano un aggruppamento diverso di elettroni, come vedremo.

⁽²⁾ Questo stadio di equilibrio è, normalmente, quello principale.

2 . 5; 10 . 5; 28 . 5; 46 . 5 e 78 . 5 e cioè asimmetrico. E nemmeno appare possibile, per i primi quattro dei corpi suddetti, una semplice monovalenza negativa poichè il tipo sarebbe al solito asimmetrico, e cioè, rispettivamente: 2 . 7; 10 . 7; 38 . 7 e 46 . 7.

A conferma di questa impossibilità di esistenza per elettroni asimmetrici, possiamo ricordare, tra gli altri, il fatto relativo appunto al *S* ed al *Se*.

Questi appaiono monovalenti negativi nel Bromuro di Solfo e nel Cloruro di Selenio. Ma la molecola di questi due corpi non è quale dovrebbe risultare dalla semplice monovalenza. La densità di vapore ci dice infatti che la costituzione dei due corpi è rispettivamente S_2Br_2 e Se_2Cl_2 , nelle quali non si ha l'elettronile semplice S^I e Se^I , che risponderebbero ai due numeri elettronici 15 e 35 asimmetrici, ma abbiamo invece l'elettronile raddoppiato, in modo da rendersi simmetrico. Si ha cioè un vero e proprio gruppo *bieletronilico*.

Quanto si è detto per *O*, *S*, *Se*, *Te* può ripetersi altresì per la bivalenza negativa di *N*, *P*, *As* e *Sb* che dovrebbero avere il tipo rispettivamente: 2 . 7; 10 . 7; 28 . 7 e 46 . 7, pure asimmetrico e nei quali pure, come in altri ancora, quando il caso si presenti, la molecola è raddoppiata (P_2H_4 , Si_2H_6 , etc.). In base a tali fatti si può dunque esprimere la legge seguente, conseguenza logica della lettura della Tavola: « *Non esistono valenze corrispondenti ad un aggrupamento asimmetrico (5 o 7) degli elettroni* ».

La legge sopraccennata, che cioè la valenza massima è data dalla differenza tra il numero atomico e lo stadio di equilibrio immediatamente precedente, ($V = N - E$) può essere applicata in modo reciproco. Cioè a dire: « *Dato il numero atomico di un corpo e la sua valenza massima si potrà dedurre il suo stadio di equilibrio sopra-* »
« *stante* » ($E = N - V$).

9. - Queste considerazioni ci spingono ad un più minuto esame dei periodi costituiti da dieci termini. Analizziamo per cominciare il periodo 18-27.

Se noi osserviamo i primi cinque termini di esso, risulta che, in linea generale, essi obbediscono alle stesse leggi di valenza, che regolano i primi cinque termini del periodo di 8, precedente. *K*, *Ca*, *Sc*, *Ti* e *V* corrispondono difatti più o meno a *Na*, *Mg*, *Al*, *Si* e *P*. Avremo dunque nei loro elettroni la solita disposizione degli elettroni attorno allo stadio di equilibrio (2 8. 8).

Col *Cr* (e coi suoi analoghi *Mo* e *W*) pur mantenendosi una relativa analogia, abbiamo invece una regolare crescita di elettroni, ad uno ad uno, sino alla bivalenza. La mancanza delle monovalenza si deve

evidentemente riportare alla impossibilità dello stadio asimmetrico (*E*). 5, che appunto alla monovalenza di questi corpi dovrebbe corrispondere.

Considerazioni analoghe possono farsi per gli altri periodi di dieci termini.

Col *Mn*, il quale non ha ormai più alcuna rispondenza col *Cl* e cogli altri alogeni, ma più che altro cogli elementi delle triadi si presentano le differenze più grandi. Si comincia difatti a notare la tendenza a speciali aggruppamenti a coppia, i quali del resto, come si è detto, debbono necessariamente avvenire per poter raggiungere lo stadio di equilibrio finale del periodo (18. 4. 6). Nella Tavola degli elettroni una linea punteggiata separa dai rimanenti questo gruppo di corpi.

Non è facile rendersi conto della disposizione degli elettroni negli elettroni del *Mn*. Forse manca l'equilibrio 18.2; si formerebbe allora il gruppo 18.4, rappresentato da *Mn*^{III}. Ma nemmeno è improbabile che gli elettroni si trovino in altro livello più esterno; come meglio dichiarerò più avanti a proposito della fosforescenza. Il *Mn* è uno dei corpi che più meritano studio per il suo comportamento.

Con questo gruppo (*E*. 4), come ho già detto nel paragrafo 4, si spiega la mancanza dei numeri elettronici, che vengono al 5° posto dopo l'equilibrio, come ad esempio il 27 che è appunto (18.4) 5.

Tendenza invece ad aggruppamento con 2 si ha nel *Fe*; che, teoricamente ottovalente, non presenta normalmente questa valenza e per il quale quindi si dovrà accettare come equilibrio sovrastante il gruppo (18.2), invece che il tipico 18.

Conferma questa asserzione il fatto della valenza. Poichè se esistesse solo il gruppo 18, avremmo per il *Fe*^{III}: 18.5 cioè un gruppo asimmetrico. Invece inteso come (18.2).3 esso può sussistere, come difatti avviene. Ma vi è di più. Partendo dal gruppo (18.2) non deve sussistere (18.2).5 cioè *Fe*^I, e difatti questa valenza manca.

10. L'interesse della assenza di certi numeri elettronici per mancanza di simmetria, si manifesta anche quando si considerino non gli elettroni ma gli elementi, il cui numero atomico corrisponde appunto a questi stadi di asimmetria. Ebbene noi troviamo che, tolti i mono-elettroni 1, 3, 11, che non si ripetono dopo il 3° periodo, i numeri mancanti nella tavola si possono aggruppare così: 7, 15, 33, 51 e 83, poi 9, 17, 35, 53 e 85 e finalmente 27, 45 e 77.

Ora questi numeri elettronici mancanti corrispondono a determinati gruppi di elementi e precisamente alla serie dell'Azoto (*N*, 7; *P*, 15; *As*, 33; *Sb*, 51 e *Bi*, 83) a quella degli alogeni (*Fl*, 9; *Cl*, 17; *Br*, 35; *I*, 58 insieme all'ignoto 85) e finalmente al secondo termine

di ciascun triade (*Co*, 27; *Ru*, 45 e *Ir*, 77). Questi corpi pertanto non debbono poter sussistere se non in molecola almeno biatomica, che allora diventa simmetrica.

Da questi fatti e da queste considerazioni si può dedurre una regola che può esprimersi così. « *Negli elementi che hanno numero atomico corrispondente ad un aggruppamento di elettroni asimmetrico (5 o 7) è incompatibile una molecola monoatomica* » ⁽¹⁾.

I fatti sinora noti confermano questa regola. Infatti (meno che nel *Bi* e pei secondi termini delle triadi di cui ignoriamo la molecola) gli altri hanno tutti molecola biatomica e tetratomica. Risulta asimmetrico anche un aggruppamento con 6. Ma di questo avrò occasione di occuparmi in seguito.

11. Ci resta adesso da considerare il fatto relativo alla apparente irregolarità dei due metalli *Cu* ed *Au*, che escono dai limiti del proprio periodo per estendersi al precedente.

Molto interessante si dimostra lo studio dell'andamento di questi due corpi ai quali può essere unito l'*Ag*; questo non presenta la bivalenza o la trivalenza come *Cu^{II}* e *Au^{III}*, e quindi non passa nei periodi soprastanti, ma si comporta in modo identico ad essi.

Le nostre conoscenze relative alla disposizione degli elettroni nei corpi dal *K* al *Cu* sono purtroppo deficientissime, per non dir nulle. Lo stesso dicasi per il gruppo omologo *Rb-Ag* e *Cs-Au*. Quanto sto per dire ha dunque valore di una semplice ipotesi, che ritengo possa però essere un'ipotesi di lavoro, sopra una via che appare molto logica e capace di dare buoni risultati.

Sta il fatto che nel gruppo che va dal *K* al *Cu* (e lo stesso dicasi per i rimanenti gruppi) si trova una interessante particolarità. Cioè a dire, sono sempre occupate le orbite *M_I*, *M_{II}*, *M_{III}*, ma risulta altresì che nel *K* e nel *Ca*, le due orbite rimanenti *M_{IV}* e *M_V* sono libere: mentre gli elettroni vanno ad occupare i posti del livello *N*.

Ma sta pure il fatto che nel *Cu* metallico sono occupati, col normale e finale 4.6, anche le orbite *M_{IV}* ed *M_V*. Ora nasce spontanea la domanda. Quando cominciano gli elettroni ad occupare queste due ultime orbite di *M*? Non lo sappiamo, sino ad ora, per diretta scienza, poichè, a cominciare dallo *Sc*, non si sa bene dove gli elettroni periferici si trovano. Ed ecco allora l'ipotesi. Tenuto conto che i corpi

⁽¹⁾ Torno a ripetere che mi riferisco alle condizioni normali. Ma poichè la legge di simmetria deve essere vera in qualunque condizione, è da supporre che la diversità che si nota per talune molecole atomiche ad esempio ad alta temperatura, debba esser connessa ad una variazione negli aggruppamenti degli elettroni. Il comportamento dell'atomo di *N* lo dimostra.

di questo periodo sino al *Cr*, su per giù, mantengono lo stesso tipo dei primi sei corpi dei periodi con otto termini, sembra naturale ammettere che abbiano disposizione elettronica periferica analoga. Forse col *Mn*, come abbiamo visto, comincia una disposizione diversa, con tendenza a formazione di coppie di equilibrio secondario; è assai più certo che questo avvenga nella triade *Fe-Ni* ove, a cominciare dal secondo termine *Co*, sembra sicuro un equilibrio secondario stabile con 4.

Si potrebbe dunque schematizzare la disposizione degli elettroni in questo periodo nel modo esposto nella tabella a pag. 392.

Vediamo quali fatti portino una conferma a questa ipotesi. Basterebbe che potesse risultare la biatomicità della molecola del *Co* per risolvere in modo perentorio la questione. Infatti un aggruppamento per il *Co* dato da (18.4).5, essendo asimmetrico, non può sussistere. La probabilità, che così sia, come ho già dimostrato altrove, è assai grande.

È da escludere, per ragioni di simmetria, che Cu^{II} sia un (18.4).5. Mentre può benissimo sussistere un Cu^{II} dato da 18.— — 8.1, che segua cioè la regola normale ai periodi con 8 termini e che abbia perciò libere le orbite M_{IV} ed M_V . Il Cu^I però, col suo 18.— — 8.2 raggiunge quel numero 10 che finalmente può dare quell'equilibrio senario 18.4.6, che noi sappiamo esistere nel *Cu* metallico che è 18.4.6.1.

Lo stesso ragionamento possiamo tornare a ripetere per l'*Ag*, il quale avrebbe in Ag^I : 36.— — 8,2, che ha libere le orbite N_{IV} ed N_V , ma raggiunge così anch'esso quel numero 10, che dà il 4.6 che noi sappiamo esistere come 36.4.6.1 nell'*Ag* metallico.

Non vi è che da ripetere lo stesso ragionamento anche per l'*Au*. Ed allora Au^{III} sarebbe 2.8. 18. 32. 8.— — 8 restando libere le orbite O_{IV} ed O_V . Con Au^I avremmo raggiunto però, al solito, il numero periferico di 10, con cui si formerebbe il solito 4.6, che va ad occupare le orbite, sin ora libere, O_{IV} ed O_V ; ora queste risultano effettivamente occupate nell'*Au* metallico, che è: 2.8.18.32.18.1.

Mi sia lecito di soffermarmi un momento su questa concezione relativa al *Cu*, all'*Ag* ed all'*Au*, poichè con essa mi sembra si possa renderci conto di alcuni fenomeni fisici, sui quali regna tuttora dell'incertezza.

Tanto Cu^I , quando Ag^I ed Au^I che hanno raggiunto il numero 10 di elettroni periferici, bastanti a dare il gruppo dell'equilibrio senario 4.6, debbono essere, come difatti sono, molto instabili. La più piccola spinta esterna deve far precipitare i 10 elettroni periferici ad occupare le orbite ancora libere del livello inferiore. La

Numero elettronico	Elettronili principali	Livello dello spettro dei raggi X									
		K	L	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V	N _I	N _{II}	N _{III}
19	<i>Ti^{III} V^{IV} K</i>	2	2.2.4	2	2	4	—	—	1		
	<i>Mn^{VI} . . .</i>	2	8		8		1				
20	<i>Ti^{II} V^{III} Ca</i>	2	8		8		—	—	2		
	<i>Fe^{VI}</i>	2	8		8		2				
21	<i>Cr^{III} Sc . .</i>	2	8		8		—	—	3		
	<i>Mn^{IV}</i>	2	8		8		2.3	2			
22	<i>Cr^{II} Ti . .</i>	2	8		8		—	—	4		
	<i>Fe^{IV}</i>	2	8		8		2	2			
23	<i>V</i>	2	8		8		—	—	4	1	
	<i>Fe^{III}</i>	2	8		8		2	3			
24	<i>Cr</i>	2	8		8		—	—	4	2	
	<i>Fe^{II}</i>	2	8		8		2	4			
	<i>Co^{III}</i>	2	8		8		4	2			
25	<i>Co^{II} Ni^{III} .</i>	2	8		8		4	3			
26	<i>Fe</i>	2	8		8		2	6			
	<i>Ni^{II}</i>	2	8		8		4	4			
27	<i>Cu^{II}</i>	2	8		8		—	—	4	4	1
	<i>*Co</i>	2	8		8		4	5			
28	<i>Ni</i>	2	8		8		4	6			
	<i>Cu^I</i>	2	8		8		—	—	4	4	2
29	<i>Cu</i>	2	8		8		4	6	1		

semplice aggiunta di un elettrone li deve quindi far passare a metalli. È quello che i fatti ci dimostrano col fenomeno fotografico per l' Ag^I , colla spontanea formazione di Cu metallico nei composti rameosi, colla facilità di aver pure Au metallico dai composti aurosi.

Con questo concetto non solamente noi possiamo renderci conto dell'ancora oscuro meccanismo del fenomeno fotografico, ma si intravede pure una possibile spiegazione dei fenomeni di fosforescenza connessi ad es. al Cu . Il fatto che anche col Mn si hanno fenomeni di fosforescenza fa ritenere che anche pel Mn possa accadere qualcosa di analogo.

L'indole del lavoro non mi permette di svolgere più ampiamente questi concetti. Ma ritengo che della loro importanza, atta a spiegare questi fatti fisici, tuttora poco noti nella loro essenza, sia facile rendersi conto. Una dimostrazione sperimentale che mostri come nel passaggio, ad esempio, da Ag^I ad Ag metallico si abbia svolgimento di energia dovuta al salto verso l'interno degli elettroni basterebbe a provare l'esattezza di questa ipotesi.

Terminerò questo paragrafo considerando un altro fatto interessante di valenza, che è quello relativo alle triadi. La tabella a pag. 392 ci dà già qualche indicazione che può servire a darci conto del balzo delle valenze delle triadi, che da 8 del primo termine scendono subito a 4.

Il limite superiore, dato dalla regola delle valenze mentre è regolare per Ru e Os , ci dà 20 per il Fe . Cioè un gruppo 18.2. Per il Co ci dà invece $27 - 4 = 23$, cioè $(18.4)1$ e per il Ni ancora $28 - 4 = 24$ cioè $(18.4)2$. Lo stesso si dica per gli altri elementi delle altre triadi. Risulterebbe per tanto che, nelle triadi, il livello M_{IV} è occupato da una coppia nei primi tre termini, e da un quartetto nei restanti 6. In altre parole l'inizio del periodo di equilibrio scenario finale 4.6 si ha col secondo termine di ciascuna triade e da ciò la riduzione a 4 della valenza.

12. In base a quanto abbiamo veduto sin'ora possiamo riunire gli elettronili in gruppi di simmetria.

Tra questi predominano, come già si è detto, i tipi a simmetria pari per lo più binaria, talvolta quaternaria. La tabella A) dà l'aggruppamento degli elettronili di simmetria pari.

Questa tabella ci dice chiaramente che la maggioranza dei corpi (44) ha tipo nettamente pari con una spiccata tendenza a coppie.

Sei di questi corpi, sottolineati nella tabella, presentano però, sebbene di rado, anche simmetria dispari, per il fatto che i terzetti e le coppie possono scindersi in singoli elettroni. Ad esempio N può

4) Elettronilli a simmetria normalmente pari (2 o 4)

(E).1	(E).2	(E).3	(E).4	*(E).5	(E).6	*(E).7
<i>Li</i> ^I	<i>Be</i> ^{II}	<i>B</i> ^{III}	<i>C</i> ^{II} <i>C</i> ^{IV} <i>H</i> ^C <i>IV</i> <i>C</i>	<i>N</i> ^{III} <i>N</i> ^V <i>III</i> <i>N</i>	<i>O</i>	<i>F</i> ^I
<i>Na</i> ^I	<i>Mg</i> ^{II}	<i>Al</i> ^{III}	<i>Si</i> ^{IV} <i>IV</i> <i>Si</i>	<i>P</i> ^I <i>P</i> ^{III} <i>P</i> ^V <i>III</i> <i>P</i>	<i>S</i> ^{II} <i>S</i> ^{IV} <i>S</i> ^{VI} <i>II</i> <i>S</i>	<i>Cl</i> ^{II} <i>Cl</i> ^{III} <i>Cl</i> ^V <i>Cl</i> ^{VII} <i>Cl</i>
<i>K</i> ^I	<i>Ca</i> ^{II}	<i>Sc</i> ^{III}	—	—	—	—
—	<i>Zn</i> ^{II}	—	<i>Ge</i> ^{II} <i>Ge</i> ^{IV}	<i>As</i> ^{III} <i>As</i> ^V <i>III</i> <i>As</i>	<i>Se</i> ^{II} <i>Se</i> ^{IV} <i>Se</i> ^{VI} <i>II</i> <i>Se</i>	<i>Br</i> ^I <i>Br</i> ^{III} <i>Br</i> ^V <i>Br</i> ^{VII} <i>Br</i>
<i>Rb</i> ^I	<i>Sr</i> ^{II}	<i>Y</i> ^{III}	<i>Zr</i> ^{IV}	<i>Nb</i> ^{III} <i>Nb</i> ^V	—	—
—	—	—	<i>Pd</i> ^{II} <i>Pd</i> ^{IV}	—	—	—
<i>Ag</i> ^I	<i>Cd</i> ^{II}	<i>In</i> ^I <i>In</i> ^{III}	<i>Sn</i> ^{II} <i>Sn</i> ^{IV}	<i>Sb</i> ^{III} <i>Sb</i> ^V <i>III</i> <i>Sb</i>	<i>Te</i> ^{II} <i>Te</i> ^{IV} <i>Te</i> ^{VI} <i>II</i> <i>Te</i>	<i>I</i> ^I <i>I</i> ^{III} <i>I</i> ^V <i>I</i> ^{VII} <i>I</i>
<i>Cs</i> ^I	<i>Ba</i> ^{II}	<i>La</i> ^{III}	<i>Pt</i> ^{II} <i>Pt</i> ^{IV}	<i>Ta</i> ^V	—	—
<i>Au</i> ^I <i>Au</i> ^{III}	<i>Ra</i> ^{II}	—	<i>Pb</i> ^{II} <i>Pb</i> ^{IV}	<i>Bi</i> ^{III} <i>Bi</i> ^V	—	—

In questa Tabella il segno negativo posto sul primo numero indica gli elettroni che per primi si debbono perdere dall'atomo per divenire elettronile attivo. I numeri consecutivi indicano le valenze intermedie. Così: *Cr* 2.1.1.1.1. (18) indica che il *Cr* comincia a divenire attivo perdendo subito una coppia; successivamente perde i suoi elettroni uno ad uno sino all'equilibrio 18.

I numeri tra parentesi quadra del *Ka* e dell'*Oa* indicano che il gruppo (E.2), che non si scinde nel *Kr*, può invece scindersi in quei due corpi per lasciare intatto l'equilibrio principale.

B) Elettronili a simmetria variabile

Corpi	Tipo dell'atomo	Elettronili	
		Pari	Dispari
<i>Ti</i>	$\bar{2}.1.1.(18)$	<i>Ti</i> ^{II} <i>Ti</i> ^{IV}	<i>Ti</i> ^{III}
<i>V</i>	$\bar{2}.1.1.1.(18)$	<i>V</i> ^{III} <i>V</i> ^V	<i>V</i> ^{II} <i>V</i> ^{IV}
<i>Cr</i>	$\bar{2}.1.1.1.1.(18)$	<i>Cr</i> ^{II} (? <i>Cr</i> ^{IV}) <i>Cr</i> ^{VI}	<i>Cr</i> ^{III} (? <i>Cr</i> ^V)
<i>Mn</i>	$\bar{2}.1.1.2.1.(18)$	<i>Mn</i> ^{III} <i>Mn</i> ^{VII}	<i>Mn</i> ^{II} <i>Mn</i> ^{IV} <i>Mn</i> ^{IV}
<i>Fe</i>	$\bar{2}.1.1.2.(18.2)$	<i>Fe</i> ^{II} <i>Fe</i> ^{IV} <i>Fe</i> ^{VI}	<i>Fe</i> ^{III}
<i>Co</i>	$\bar{2}.1.1.(18.4.1)$	<i>Co</i> ^{III}	<i>Co</i> ^{II} (<i>Co</i> ^{IV})
<i>Ni</i>	$\bar{2}.1.1.(18.4.2)$	<i>Ni</i> ^{II} (<i>Ni</i> ^{IV})	<i>Ni</i> ^{III}
<i>Cu</i>	$\bar{1}.1.(18.8.1)$	<i>Cu</i> ^I	<i>Cu</i> ^{II}
<i>Ga</i>	$\bar{2}.1.(28)$	<i>Ga</i> ^{III}	<i>Ga</i> ^{II}
<i>Mo</i>	$\bar{2}.1.1.1.1.(36)$	<i>Mo</i> ^{II} <i>Mo</i> ^{IV} <i>Mo</i> ^{VI}	<i>Mo</i> ^{III} <i>Mo</i> ^{IV}
<i>Ru</i>	$\bar{2}.1.1.2[1.1.(36)]$	<i>Ru</i> ^{II} <i>Ru</i> ^{IV} <i>Ru</i> ^{VI} <i>Ru</i> ^{VIII}	<i>Ru</i> ^{III} <i>Ru</i> ^{VII}
<i>Rh</i>	$\bar{2}.1.1.(36.4.1)$	<i>Rh</i> ^{III}	<i>Rh</i> ^{II} (? <i>Rh</i> ^{IV})
<i>Hf</i>	$\bar{3}.1.(68)$	<i>Hf</i> ^{IV}	<i>Hf</i> ^{III}
<i>W</i>	$\bar{2}.1.1.1.(68)$	<i>W</i> ^{III} <i>W</i> ^V	<i>W</i> ^{II} <i>W</i> ^{IV} <i>W</i> ^{VI}
<i>Os</i>	$\bar{2}.1.1.2.[2.(68)]$	<i>Os</i> ^{II} <i>Os</i> ^{IV} <i>Os</i> ^{VI} <i>Os</i> ^{VIII}	<i>Os</i> ^{III}
<i>Ir</i>	$\bar{1}.1.1.1.(68.4.1)$	<i>Ir</i> ^I <i>Ir</i> ^{III}	<i>Ir</i> ^{II} <i>Ir</i> ^{IV}
<i>Hg</i>	$\bar{1}.1.(78)$	<i>Hg</i> ^{II}	<i>Hg</i> ^I
<i>Tl</i>	$\bar{1}.1.1.(78)$	<i>Tl</i> ^I <i>Tl</i> ^{III}	<i>Tl</i> ^{II}

scindere il suo tipo generale 3.2(2) anche in 1.1.1.1.1(2); *I* anche in 1.2.1.1.2(46), come risulta del resto dalla tavola degli elettroni.

Anche da questa tabella risulta confermata l'asimmetria, già fatta notare nel paragrafo 11, per gli atomi dell'intero gruppo degli alogeni, nonchè per quelli del gruppo dell'*N*.

13. Meno numerosi sono i corpi a simmetria variabile che sono indicati nella tabella B.

Dalla tabella risulta ⁽¹⁾, al solito, una forte predominanza delle simmetrie pari. La simmetria ternaria è assolutamente eccezionale e non si riscontra che in *Cr*^{III}, *Mn*^{IV}, *Fe*^{III}, *Mo*^{III}, *Ru*^{III}, *W*^{III} e *Ir*^I.

14. Ammessa, come la numerosa serie di fatti posti in evidenza giustifica, la simmetria negli elettroni, ho voluto considerare le combinazioni tra di essi ⁽²⁾ a formare le molecole, nelle quali pure impera la simmetria.

I risultati dello studio hanno un certo interesse. Non abbondo in esempi per non allungare soverchiamente il lavoro. Ma avverto che le mie ricerche si sono estese ad oltre quattromila corpi, organici e inorganici, naturali ed artificiali.

Dallo studio di questi composti risulta che i corpi di numero molecolare pari sono costituiti da elettroni di ugual simmetria, quelli con numero molecolare dispari hanno elettroni di due tipi.

Cominciamo da composti abbastanza semplici come i binari. Si prenda ad esempio *Sb Cl₃*, ove l'antimonio è *Sb*^{III} e il cloro è ¹*Cl*. Entrambi si trovano nella tabella delle simmetrie pari: la molecola è pari con numero molecolare 102. Si prenda invece *Cr Cl₃*. Mentre ¹*Cl* è pari, *Cr*^{III} ha simmetria dispari; la molecola ha numero molecolare 75. Invece *Ba F₂* ha numero molecolare 74; e difatti tanto *Ba*^{II} quanto ¹*F* appartengono entrambi al gruppo delle simmetrie pari. Viceversa *Cl O₂* ha come numero molecolare 33, e difatti mentre ¹*O* è di simmetria pari *Cl*^{IV}, eccezionalmente, ha simmetria ternaria.

Prendiamo adesso qualche composto più complesso, per esempio la Cianamide *Ca CN₂*, di numero molecolare 40. In essa abbiamo *Ca*^{II},

⁽¹⁾ Parrebbe risultare altresì che nei corpi con supposto gruppo di equilibrio secondario a terzetto (*Cu*, *Co*, *Eh* e *Ir*) l'elettrone periferico rimasto unico, ed anche altri eventualmente, si debbano aggruppare a quelli del terzetto per formare una simmetria pari. Questa però non è che una deduzione puramente logica, la quale dovrà esser confermata da esperienze dirette, quando la tecnica e gli studi di fisica atomica avranno fatto ulteriori progressi.

⁽²⁾ Ho deliberatamente escluso la amalgame, le leghe ecc.

CIV e $III N$ che tutti sono di simmetria pari. Viceversa $BaMnO_4$ ha un Mn^{VI} di simmetria dispari, e il suo numero molecolare è appunto 113.

Ma questo non basta. Si potrebbe difatti aver possibilità di numeri molecolari pari, anche colla unione di 2, 4, 6... elettroni di tipo dispari. Non si conoscono corpi di questa specie. La ragione dipende certamente dal fatto che gli elettroni compresi tra le simmetrie e i tipi dispari della tabella B *non si combinano tra loro*. Resterebbe allora la sola possibilità che questi elettroni si combinassero con gli elettroni, eventualmente a simmetria dispari, dei corpi, normalmente a simmetria pari, della tabella A. Questi corpi, come ho già detto sono i sette seguenti: N , Cl , Nb , In , Sb , I e Ta . Questi corpi però hanno simmetria dispari solo in via eccezionalissima: ma nemmeno di questi risultano combinazioni con gli elettroni a simmetria dispari della tabella B.

Potremmo dunque concludere che: « *Combinazioni tra elettroni tutti di tipo dispari non sussistono* ».

Con ciò si spiega come non si possono avere nemmeno composti di numero molecolare pari, costituiti da 2, 4... elettroni di simmetria dispari.

Invece si hanno combinazioni a numero molecolare pari, costituite da elettroni di simmetria pari con elettroni di simmetria dispari. Ma in tal caso gli elettroni dispari sono connessi tra loro in gruppo di numero pari (in generale 2 o 4). Cito ad esempio Ru_2O_8 di numero molecolare pari 112. Ora effettivamente Ru^{III} ha simmetria dispari, mentre IO sappiamo esser di simmetria pari. Ma nella molecola non si ha un solo elettrone Ru^{III} , ma se ne hanno due, cioè un *gruppo bieletronico*. Gruppo già notato nel paragrafo 8.

Potremmo anche qui concludere che: « *Nelle combinazioni a numero molecolare pari, contenenti elettroni di tipo dispari, questi si presentano sempre in gruppi elettronici pari* ».

Questa constatazione e questo modo di considerare talune combinazioni alla stregua della simmetria, ritengo sia di un certo interesse, poichè ci può dare indicazioni sul collegamento interno degli elettroni di tal fatta nella molecola.

Come ho già detto non mi dilungo ulteriormente in esempi, e credo che si possa concludere nel modo seguente: « *Tutti i composti a numero molecolare pari sono costituiti da elettroni di simmetria pari, o da gruppi elettronici che assumono simmetria pari. I pochissimi composti a numero molecolare dispari hanno commisti elettroni di simmetria pari ad elettroni di tipo dispari* ».

In base a questi concetti si potrebbe definire la molecola: « *Combinazione stabile, simmetrica di elettroni, appartenenti ad un tipo, semplice o complesso, di simmetria pari nei corpi a numero molecolare pari; a simmetria diversa nei corpi a numero molecolare dispari* »

Quanto sopra ho detto sembra di un certo interesse specialmente per le ricerche da fare nel campo dei composti a numero molecolare dispari, e dei gruppi bieletronilici.

15. La nuova concezione sulla disposizione degli elettroni ha, dal punto di vista filosofico, un certo interesse, poichè con essa si inquadra anche la fisica atomica in un concetto unitario e diffuso quale è appunto la simmetria.

Dal concetto di simmetria ora introdotto nella concezione della costituzione degli elettroni, possono altresì derivare numerosi corollari che hanno interesse per la fisica atomica. Per non invadere eccessivamente un campo che non è il mio, mi limiterò ad un solo enunciato, conseguenza logica di questo mio lavoro: enunciato il quale mi sembra abbia una certa importanza: « *Le traiettorie e la velocità degli elettroni debbono esser tali che, in qualsiasi istante, essi mantengano la loro posizione simmetrica* ».

Pavia, R. Università, novembre 1927.

EFFETTO ELETTRODINAMICO DI SECONDA SPECIE PRODOTTO DALLA LUCE SUI METALLI

Nota del Dott. G. POLVANI

Sunto. - *La luce cadendo sopra un metallo genera in esso una forza elettromotrice parallela al vettore di POYNTING.*

Non so se alcuno abbia mai rilevato il fatto che la luce cadendo sopra un metallo deve dar luogo, poichè la corrente elettrica superficiale generata dalla forza elettrica inerente all'onda luminosa si propaga sotto l'azione della forza magnetica della stessa onda, ad un effetto di HALL: la forza elettromotrice così prodotta è palesemente parallela al vettore di POYNTING.

Supposto per semplicità che la luce sia monocromatica di frequenza ν e che incida normalmente alla superficie del metallo, le equazioni dell'onda luminosa all'istante generico t e alla profondità z dalla superficie illuminata, possono scriversi:

$$E = \mathcal{E}e^{i\omega(t-uz)}, \quad H = \mathcal{H}e^{i\omega(t-uz+\theta)}$$

$$\omega = 2\pi\nu, \quad i = \sqrt{-1}$$

dove E ed H , misurati rispettivamente in unità assolute elettrostatiche e magnetiche, sono la forza elettrica e la magnetica d'intensità massime $\mathcal{E}$, $\mathcal{H}$; u è una quantità complessa legata alla velocità di propagazione V e al coefficiente d'estinzione κ dalla relazione

$$u = (1 - i\kappa)/V;$$

ed infine θ è il ritardo incognito posseduto da H rispetto ad E .

Dalla equazione di MAXWELL $c \operatorname{rot} H = k' \partial E / \partial t$, scritta con la costante dielettrica complessa $k' = c^2 u^2$, ricaviamo

$$\mathcal{H} u e^{i\omega\theta} = k' \mathcal{E} / c$$

dalla quale, separata la parte reale dall'immaginaria, abbiamo fa-

cilmente

$$\kappa = c\mathcal{E}(1 + \kappa^2)^{1/2}/V, \quad \operatorname{tg} \omega\theta = -\kappa, \quad -\frac{\pi}{2} < \omega\theta < 0 \quad (1).$$

In termini reali le equazioni dell'onda luminosa possono scriversi quindi:

$$(1) \quad \begin{cases} E = \mathcal{E}e^{-\kappa\omega z/V} \cos \omega(t - z/V) \\ H = (c/V)(1 + \kappa^2)^{1/2} \mathcal{E}e^{-\kappa\omega z/V} \cos \omega(t - \theta - z/V). \end{cases}$$

La differenza di potenziale dP_v , che per effetto di HALL intercede, all'istante generico t , tra le due facce limitanti uno strato di metallo parallelo alla superficie ed alto dz è, in unità assolute elettromagnetiche, $KjH.dz$, dove K è la costante di HALL ed j la densità di corrente. D'altra parte, chiamata σ la conduttività specifica del metallo (misurata in unità assolute elettromagnetiche) la j è uguale a σEc ; sicchè:

$$dP_v = Kc^2 \frac{(1 + \kappa^2)^{1/2}}{V} \mathcal{E}^2 e^{-2\kappa\omega z/V} \cos \omega(t - z/V) \cos \omega(t - \theta - z/V).$$

Prendendo il valor medio che dP_v possiede durante il periodo $1/\nu$ e sommando poi le differenze dP_v per tutti i valori di z (da $z=0$ a $z \rightarrow \infty$) otteniamo l'effetto totale medio P_v , generato dalla luce incidente:

$$P_v = Kc^2\sigma \frac{(1 + \kappa^2)^{1/2}}{8\pi\nu\kappa} \mathcal{E}^2 \cos \omega\theta.$$

Ma $\cos \omega\theta = (1 + \kappa)^{-1/2}$, c/ν è la lunghezza d'onda λ (misurata nel vuoto) della luce incidente, $(1/2) \cdot (c\mathcal{E}^2/4\pi)$ è uguale al prodotto del complemento ad 1 del potere riflettente r posseduto dal metallo per la quantità d'energia W che la radiazione incidente apporta nell'unità di tempo sull'unità di superficie. Quindi:

$$P_v = K\sigma\lambda \frac{1-r}{\kappa} W.$$

Se poi la luce incidente non è monocromatica, indicando allora con $\omega d\lambda$ l'energia apportata nell'unità di tempo sull'unità di superficie dalle radiazioni di lunghezza d'onda compresa tra λ e $\lambda + d\lambda$, è evidentemente:

$$(2) \quad P = K\sigma \int \lambda \frac{1-r}{\kappa} \omega d\lambda.$$

(1) Queste espressioni per E ed H soddisfano — come è naturale — anche l'altra equazione di MAXWELL $c \operatorname{rot} E = -\mu \partial H / \partial t$, in cui (come si fa nello studio delle proprietà ottiche dei metalli) si ponga $\mu = 1$.

Il segno di P , come quello di P_v , è dunque lo stesso di quello di K ; il che vuol dire che se K è positivo o negativo ⁽¹⁾, l'interno del metallo si trova corrispondentemente a potenziale più alto o più basso di quello della superficie illuminata.

In vista della possibilità o meno di provare sperimentalmente l'effetto in questione, vien subito fatto di cercare di conoscere quale sia l'ordine di grandezza raggiunto dall'effetto stesso nel caso, ad esempio, che si voglia usare la luce solare come quella che forse meglio conviene a causa della grande intensità ed estensione di spettro che essa possiede.

Un rapido esame delle costanti elettriche ed ottiche dei metalli rivela subito, benchè purtroppo non sempre si conoscano i valori di r e di κ , che condizioni particolarmente favorevoli si hanno per il bismuto. Infatti il prodotto $|K|\cdot\sigma$, che per questo metallo è circa 10^{-4} unità assolute elettromagnetiche, è da venti a mille e più volte maggiore che per gli altri metalli ⁽²⁾; mentre d'altra parte il potere riflettente è relativamente basso anche per radiazioni infrarosse: esso infatti cresce regolarmente ⁽³⁾ da 0,20 a 0,57 nella zona dello spettro contenuta tra $2573\text{\AA}$ e $6680\text{\AA}$ e raggiunge ⁽⁴⁾ il valore 0,72 per $30000\text{\AA}$. Riguardo poi a κ è da osservare che il suo valore non è conosciuto che nella zona dello spettro ora indicata ⁽⁵⁾ nella quale non supera il valore 1,65; ma sia per l'andamento che la stessa κ , come funzione di λ , presenta nella zona dello spettro sopra ricordata, sia per il basso valore posseduto, anche per grandi lunghezze d'onda, dal potere riflettente, sia infine per l'esigua conduttività posseduta dal bismuto, è verosimilmente presumibile che tra i 2000 e i $20000\text{\AA}$, κ non superi il valore 2. Ora i limiti 2000 e $20000\text{\AA}$ sono proprio quelli entro i quali praticamente si raccoglie tutta l'energia raggiante che ci perviene dal sole, sicchè potremo senz'altro supporre limitato a questo intervallo l'integrale della (2).

Spezzando allora quest'integrale in due: l'uno relativo a quell'intervallo di radiazione nel quale sono noti κ , r ; l'altro all'intervallo restante nel quale sono presumibili come limiti superiori di κ

(1) Secondo le consuete convenzioni K è positivo ad esempio nel caso del tellurio, negativo nel caso del bismuto.

(2) Per il tellurio $|K|\cdot\sigma$ ha (in unità assolute elettromagnetiche) il valore approssimativo 5×10^{-6} ; ecco poi i valori dello stesso prodotto $|K|\sigma$ per alcuni metalli di alta conduttività o di alto effetto di HALL: per l'argento 5×10^{-7} , per il rame 3×10^{-7} , per l'antimonio 6×10^{-6} .

(3) Vedi MEIER, « Ann. der Physik », **31**, (1910), pag. 1017.

(4) Vedi RUBENS.

(5) Vedi MEIER, op. cit.

e di r rispettivamente i valori 0,72 e 2, si può facilmente, fondandosi sui dati sopra ricordati e su quelli (ad esempio di LANGLEY) relativi a w , ottenere un limite inferiore di $|P|$ ⁽¹⁾. E così trovasi:

$$(3) \quad |P| > 1,2 \times 10^{-11} \text{ volta.}$$

Con concentrazione di luce, ad esempio, da uno a mille (il che è facilmente realizzabile)

$$|P| > 1,2 \times 10^{-8} \text{ volta.}$$

Il limite inferiore così trovato rientra dunque nel campo della sensibilità in generale raggiungibile sperimentalmente nelle determinazioni di differenze di potenziali: bene inteso che qui si prescinde dalle difficoltà inerenti alla particolare ricerca, le quali — a dire il vero — appaiono subito tutt'altro che lievi.

Pure, d'altra parte, giova osservare che questa ricerca avrebbe notevole interesse. Prima di tutto perchè si riconetterebbe con la questione dell'eventuale ritardo dell'effetto di HALL rispetto al campo magnetico ⁽²⁾: infatti se il ritardo ha luogo di un tempo-scuolo medio τ , valendo allora al posto della (1) l'altra

$$P_v = K\tau \frac{(1 + \kappa^2)^{1/2}}{\kappa} \lambda W \cos \omega(\theta - \tau)$$

⁽¹⁾ I valori, dedotti dai dati di MEIER, di $(1 - r)\lambda/\kappa$ corrispondentemente alle lunghezze d'onda:

$$\begin{array}{l} \text{\AA}.: 2573 | 2749 | 2981 | 3255 | 3611 | 3982 | 4413 | 4678 | 5080 | 5893 | 6680 | \text{ sono in} \\ 10^{-5} \text{ cm.}: 2,04 | 1,79 | 1,50 | 1,37 | 1,26 | 1,28 | 1,37 | 1,40 | 1,48 | 1,71 | 1,81 |. \end{array}$$

È facile, e dato l'andamento che hanno i valori di $(1 - r)\lambda/\kappa$, è anche giustificato extrapolare fino a 2000 Å da una parte e 7500 Å dall'altra. La determinazione del limite inferiore di P si può allora ottenere tracciando una grafica, ricavata da quella che dà (in unità arbitrarie per w) w in funzione di λ , moltiplicandone tra 2000 e 7500 Å, le ordinate per i valori di $(1 - r)\lambda/\kappa$ precedenti o per quelli tratti per interpolazione ed extrapolazione. Fuori del detto intervallo si possono moltiplicare le ordinate per $(1 - 0,7)\lambda/2$, limite inferiore di $(1 - r)\lambda/\kappa$. Il rapporto R , facilmente determinabile graficamente, tra l'area che la curva ricavata, le ordinate estreme e l'asse delle λ raccolgono tra loro, e l'area analoga raccolta invece dalla curva di partenza, è uguale al quoziente tra il limite inferiore di $\int (1 - r)\lambda w d\lambda/\kappa$ e l'energia totale $T = \int w d\lambda$ giunta nell'unità di tempo sull'unità di superficie; energia questa che facilmente è determinabile dalla costante solare, riducendola dell'assorbimento prodotto dall'atmosfera; si trova così $P < ET$ e quindi la (3).

⁽²⁾ Vedi G. POLVANI, « Nuovo Cimento », 1926.

potrebbe l'effetto stesso, dipendentemente dal valore di τ , avere il segno contrario a quello previsto. Secondariamente poi perchè il comportamento dell'effetto di HALL per campi aventi la frequenza della luce potrebbe essere confrontato con il risultato negativo ottenuto nella ricerca dell'effetto STARK con campi elettrici aventi anch'essi la frequenza della luce ⁽¹⁾: i due casi però sono profondamente diversi dato che nell'effetto STARK gli elettroni sperimentati sono certamente legati all'atomo, mentre invece nell'effetto di HALL sono quelli liberi o semiliberi che si incaricano della conduzione elettrica.

Bari, Istituto di Fisica della R. Università, settembre 1927.

(¹) Il FERMI mi autorizza a dar qui notizia che egli un anno fa all'incirca sperimentò se la luce solare, fortemente concentrata, provocasse l'effetto STARK nell'idrogeno. Il risultato dei suoi esperimenti fu negativo ed egli crede di potere affermare che pei campi elettrici alternati con frequenze ottiche cessa ogni traccia dell'effetto STARK o che per lo meno esso è molto minore di quanto si trova con campi statici.

All'amico FERMI mi è gradito porgere i ringraziamenti per l'informazione avuta.

A PROPOSITO DI TRASMISSIONE DEL CALORE

Nota di ARCIERO BERNINI in risposta al Prof. E. P. BRUNELLI

1. Nel fascicolo di maggio di questo Periodico, ho pubblicato uno studio preliminare, inteso a risolvere in linea di massima una questione, che si può ben dire fondamentale e di grande attualità, fra le moderne teorie della meccanica dei fluidi, fondate sul concetto degli strati aderenti, ed i risultati complessivi delle esperienze per la trasmissione del calore fra corpi solidi e fluidi.

Si trattava di chiarire come i coefficienti di trasmissione del calore fra vapore e parete, dedotti dal complesso delle numerosissime esperienze antiche e recenti, risultino assai più grandi che non i coefficienti di trasmissione tra acqua e parete; e, ciò che è strano, variabili, anche per condizioni pressochè identiche, da 1 a 3, 4 e perfino a 6 e 7, mentre la teoria moderna degli strati aderenti prevederebbe per i due coefficienti valori dello stesso ordine di grandezza.

Per quanto, ripeto, la nota fosse stata dichiarata soltanto *preliminare*, non avevo tuttavia, come non ho alcun dubbio, che le conclusioni a cui sono giunto non fossero attendibili.

Nel fascicolo di luglio il Prof. BRUNELLI ⁽¹⁾ ha mosso varie critiche al mio studio, alle quali, per la autorità del critico e la grande importanza che lo stesso assegna all'argomento, mi permetto rispondere, senza attendere di render noti i risultati di altre esperienze, che ho in corso.

2. Alcune critiche mi sembrano di minor importanza, nella discussione di un lavoro, che palesemente si proponeva una questione, riferentesi solamente all'ordine di grandezza dei due coefficienti di trasmissione.

Infatti nessun trattato tiene conto del senso della trasmissione (dal fluido alla parete o dalla parete al fluido) ed anch'io non ne ho tenuto conto in un lavoro di massima, quantunque esperienze di STANTON, a detta del mio critico, sembrano mostrare che il senso della trasmissione abbia una certa influenza.

⁽¹⁾ *A proposito di trasmissione del calore.* « Nuovo Cimento », 1927.

E pure non credo di grande rilievo la riserva che il prof. BRUNELLI crede dover fare circa la mia affermazione, che bollicine d'aria, aderenti alla parete solida e formanti quasi intercapedine fra parete e liquido, offrano una notevole resistenza al passaggio del calore dalla parete al liquido.

3. Mi soffermerò invece alquanto sopra la critica che rimarrebbe la più grave. Essa riguarda il fatto che in due esperienze diverse io facevo scorrere acqua con velocità differenti (come 66 e 90), ed ammettevo nei due casi lo stesso coefficiente di trasmissione parete ed acqua. Il prof. BRUNELLI, ricordando risultati di altri, avverte che ciò è errato.

Ora è evidente che io sapevo bene che ciò non era esatto, e tutto lo spirito della mia nota chiaramente lo dimostra. Dissi infatti che la teoria degli strati aderenti ammette che tale coefficiente dipenda dallo spessore dello strato del liquido aderente alla parete; spessore, che è variabile colla velocità del fluido.

Se non che, trattandosi nella mia questione di chiarire delle discordanze come da 1 a 3 e 4 e fino a 6 e 7, mentre la maggiore differenza ammissibile, volendo pure tener conto delle due diverse velocità, avrebbe influito circa per il 20 % sul coefficiente e per meno del 15 % sopra i risultati, da cui traevo poi le conclusioni, io ho creduto, e credo ancora, che la mia ammissione non possa venire impugnata quale valido fondamento per infirmare le conclusioni stesse.

4. In studi, in cui le sconcordanze fa autore ed autore hanno, direi quasi, dell'inverosimile, non credo si possa pretendere che si debba tener conto di considerazioni, che sarebbero lecite solo in misure suscettibili della più grande esattezza.

Se bene si guarda, non esiste forse nessun lavoro del genere, in cui ciò che si trascura intenzionalmente per semplificare le questioni (o per inavvertenza) non abbia influenza d'un ordine anche assai più elevato, che non quanto nel mio caso mi sono fatto lecito di trascurare. E lo stesso critico mi pare che offra un esempio, proprio in quella sua memoria ⁽¹⁾, che richiama nell'espone le ragioni dei suoi dubbi circa i miei risultati.

In quella memoria egli ritiene di poter calcolare di quanto il coefficiente globale vapore-acqua attraverso tubi vari, in funzione della velocità dell'acqua, più lentamente che non il coefficiente parziale parete-

⁽¹⁾ P. E. BRUNELLI, *Alcune circostanze della trasmissione del calore nei condensatori*. Atti del R. Istituto d'Incoraggiamento di Napoli, 1924.

acqua; e conclude che, se quest'ultimo varia proporzionalmente colla velocità dell'acqua elevata all'esponente 0,85 dato dallo STANTON, il coefficiente globale deve variare proporzionalmente alla velocità elevata all'esponente $1/3$, $1/5$.

Ora in questo suo calcolo egli suppone costante il coefficiente vapore acqua. E con tale ammissione egli determina quale debba essere l'andamento del fenomeno, e lo rappresenta con una formula empirica, di cui rileva la esattezza.

Orbene è facile comprendere come, al variare della velocità dell'acqua, vari anche il coefficiente vapore-parete.

E infatti: Il crescere della velocità dell'acqua, in quanto porta a diminuirne l'innalzamento della temperatura, non che a diminuire la temperatura del tubo, deve provocare necessariamente anche una maggiore condensazione sulla parete dalla parte del vapore, e cioè uno spessore maggiore dello strato liquido aderente al tubo; e ciò a sua volta è causa di una diminuzione del coefficiente di trasmissione del vapore-parete. Il coefficiente globale dunque

$$\alpha = \frac{1}{1/\alpha_1 + 1/\alpha_2}$$

col variare della velocità dell'acqua viene a variare, non solo in quanto cresce il coefficiente α_2 di trasmissione fra parete ed acqua, ma anche in quanto, per la stessa causa, viene a diminuire il coefficiente α_1 di trasmissione vapore-parete.

Resterebbe da esaminare se tali variazioni possono proprio ritenersi trascurabili per la questione che si vuole risolvere. Pel momento mi permetterò di rilevare che, se ci riferiamo alle condizioni normali dei condensatori, e cioè a tubi orizzontali, (nei quali l'acqua che si condensa esternamente si può distaccare soltanto lungo la generatrice inferiore, e quindi può assumere spessori, nei limiti degli strati aderenti, notevolmente variabili colla rapidità della condensazione) è indubitato che le variazioni conseguenti pel coefficiente α_1 devono essere piuttosto sentite; talchè l'averle trascurate fa nascere gravi dubbi sulla attendibilità della formula che era lo scopo della memoria.

5. Il prof. BRUNELLI ha rilevato che nel calcolo relativo alla seconda serie delle mie esperienze è stato introdotto, come valore medio dell'eccesso di temperatura, il valore 5,3 invece di 4,9. È questa una osservazione giusta, della quale rendo grazie al critico. Ma debbo pur far rilevare come la svista non diminuisca per nulla il valore delle conclusioni.

E infatti, ricalcolando con tale variante i valori dei coefficienti α_1 , α_2' e α_2'' , si ricava rispettivamente: 12050 - 12500 - 15600; vale

a dire valori che sono, come lo erano anche i primi calcolati, dello stesso ordine di grandezza.

6. Si trova poco chiaro quanto io ho detto circa le esperienze di controllo; o, dirò meglio, si interpreta male quanto ho detto al riguardo.

Chiarirò avvertendo, che io non ho affatto eseguito con acqua e con tubo aereati tutte le 3 serie di esperienze descritte per tubo ed acqua disaereati.

Per giudicare se l'aver ottenuto dei risultati conformi a quanto prevedeva la teoria degli strati aderenti dipendeva proprio e solo dalla disaerazione dell'acqua e del tubo, mi è bastato, con il medesimo apparecchio, fare esperienze di trasmissione fra acqua ed acqua non disaerata attraverso il tubo non disaereato, e per le stesse condizioni all'incirca quanto alla velocità e alla temperatura. In tale caso la espressione del coefficiente globale diventa:

$$\alpha = \frac{1}{1/\alpha_1 + 1/\alpha_2};$$

e cioè compariscono in essa i coefficienti α_2 di trasmissione, parete ed acqua, acqua e parete, praticamente eguali, talchè si ha:

$$\alpha_2 = 2\alpha_1.$$

Ora, avendo io per tale via ricavato qualche valore di α_2 , ho poi calcolato colla (1)

$$\alpha = \frac{1}{1/\alpha_1 + 1/\alpha_2}$$

quali i valori che si ottenevano per il coefficiente α_1 vapore parete, ponendo per α quelli globali, che si ricavano direttamente dalle esperienze con condensatori (p. es. quelli di IOSSE).

Ed è così che ho trovato per α_1 valori dell'ordine di 25.000 a 35.000, come hanno trovato tanti altri e come ricorda LATZKO nella nota citata.

E tanto basta per ritenere che sia proprio l'effetto della disaerazione del tubo e dell'acqua, che tende ad uguagliare i due coefficienti α_1 ed α_2 , come prevede la teoria degli strati aderenti.

7. Si lamenta che troppo leggermente si vogliano ritenere infondati gli alti valori del coefficiente vapore e parete, che i precedenti sperimentatori hanno trovato, e si fa cenno a una determinazione di CALLENDAR, che trova per α_1 valori fino a 18.000.

Io non ho voluto togliere valore ai risultati delle esperienze degli altri, ai quali invece ho chiaramente detto di voler assegnare tutta la loro importanza e la massima attendibilità; ma, ben inteso, in relazione alle condizioni, con cui le esperienze furono eseguite.

Nè ho per nulla escluso che, per condizioni speciali, come es. quelle di CALLENDAR, che non sono le più comuni, lo strato aderente dell'acqua condensata possa essere reso tanto sottile, da giustificare un coefficiente di trasmissione di 18.000; valore che del resto è meno lontano del valore 12.000 ricavato colle mie esperienze, che non da quello in senso opposto assegnato da moltissimi altri sperimentatori.

Ma d'altra parte la questione non è tanto sul valore assoluto di α_1 , quanto sul rapporto fra α_1 e α_2 . E ciò che io ho affermato (e mi pareva chiaramente) ed affermo ancora è in sostanza questo, e cioè: che gli alti valori per α_1 (rispetto a quelli di α_2) non si accordano colla teoria degli strati aderenti, la quale prevede piuttosto una uguaglianza dei due coefficienti. Ed ho aggiunto anche che ciò dipende, con somma probabilità, dal fatto che questa teoria parte da presupposti, che nelle comuni esperienze non sono verificati, particolarmente a causa dello strato d'aria aderente alla parete.

Eliminata tale causa perturbatrice, come appunto ho cercato di fare nelle mie esperienze, la teoria degli strati aderenti viene a trovare anche nei miei risultati una conferma, in quanto che i due coefficienti vapore-parete e parete-acqua tendono effettivamente a diventare sensibilmente dello stesso ordine di grandezza.

Dall'Istituto Tecnico « Vittorio Emanuele II ».

Genova, ottobre 1927.

INDICE

GIORGI G. - Quesiti insoluti nelle teorie fondamentali dell'elettromagnetismo	pag. 1
RONCHI V. - I reticoli radiali »	8
MAGRINI S. - AUGUSTO RIGHI di fronte al concetto delle azioni a distanza »	16
PIERUCCI M. - A proposito di una recente determinazione della massa di Venere »	24
CAMPA M. - Azione dei raggi X sulla cristallizzazione dell'antimonio »	28
WATAGHIN G. - Teoria della diffrazione svolta in base alla meccanica ondulatoria »	32
FERRARI A. - Diametri degli atomi e degli ioni . . . »	39
AMERIO A. - Commemorazione del prof. ANDREA NACCARI »	49
SELLERIO A. - Vibrazioni persistenti a due dimensioni delle corde sottoposte all'azione di un soffio »	60
CRUDELI U. - Sistemi triangolari non equilateri di RUTHERFORD-BOHR »	85
TODESCO G. - Sulle correnti termoelettriche accidentali nel bismuto »	94
CORBINO O. M. - L'effetto VOLTA e la teoria elettronica della pila »	105
SESTA L. - Un nuovo metodo di esplorazione del campo magnetico e una conferma dell'effetto assiale . . . »	125
CARRELLI A. - Sul teorema della concordanza delle fasi di DE BROGLIE »	137
CARRELLI A. - Sul fenomeno di COMPTON »	142
VOCCA P. - Nuovo apparecchio per la registrazione automatica dei segnali radiotelegrafici »	146

MAJORANA Q. - Commemorazione del prof. FRANCESCO PIOLA	pag. 153
MAJORANA Q. - Su di una rappresentazione geometrica del trascinamento della luce per parte dei mezzi in moto	» 160
MAZZOTTO D. - Il triodo melodico	» 165
GIAMBALVO V. - La relazione fra conducibilità e potere ter- moelettrico nel campo magnetico	» 176
RANZI I. - Sull'entità di una causa d'errore nell'uso de- gli igrometri a condensazione	» 190
Osservazioni intorno ad una nota del prof. GIORGI su « Que- siti insoluti nelle teorie fondamentali dell'elettroma- gnetismo »	» 197
BERNINI A. - La trasmissione del calore tra fluidi e pareti secondo la teoria moderna	» 201
BARRECA P. - Valore medio elettrolitico della corrente rad- drizzata fornita da alcuni cinescopii	» 214
ROSTAGNI A. - Su la riflessione totale	» 218
PARODI R. - Un nuovo apparecchio ottico a visione pano- ramica	» 229
CHELLA S. - Le azioni elettromagnetiche e il principio di simmetria	» 238
AMERIO A. - VOLTA e le leggi della dilatazione e dei miscu- gli degli aeriformi	» 241
TIERI R. e RICCA V. - Sulla resistenza elettrica del bismuto solidificato in un campo magnetico	» 248
PIERUCCI M. - La scintilla dentro l'arco elettrico	» 252
ARIANO R. - La resistenza a trazione della gomma vulca- nizzata	» 263
CARRELLI A. - Sulle nuove statistiche	» 282
MADIA G. - Le forze elettromotrici nella teoria dinamica dell'elettromagnetismo	» 289
RONCHI V. - Sul comportamento e l'impiego delle frangie d'ombra nella prova dei sistemi ottici	» 297
WATAGHIN G. - Sulla possibilità di conciliare la teoria on- dulatoria delle interferenze luminose coll'ipotesi dei quanti di luce	» 315

MAJO E. - Variazioni periodiche nella escursione annua della temperatura a Roma	pag. 321
MONTANARI D. - Sulla misura di piccole variazioni di auto- induzione mediante la lampada a tre elettrodi . . »	328
BRUNELLI P. E. - A proposito di trasmissione di calore . »	334
MAJORANA Q. - Su di un nuovo metodo di telefonia ottica con luce ordinaria o con luce ultravioletta . . . »	337
RONCHI V. - Sulla teoria delle frangie del BREWSTER . . »	343
MAZZA L. - Un nuovo tubo metallico a catodo incandescente per raggi X »	359
POLVANI G. - Sull'allargamento subito per effetto DOPPLER dalle righe spettroscopiche »	365
ROSSI P. - L'isteresi elastica in taluni acciai diversamente trattati »	371
PIERUCCI M. - Sull'orbita della cometa di Gale . . . »	379
VINASSA P. - Elettroni e simmetria »	381
POLVANI G. - Effetto elettrodinamico di seconda specie pro- dotto dalla luce sui metalli »	399
BERNINI A. - A proposito di trasmissione del calore . . »	404

RIVISTA

L'INTERFEROMETRO NELLA MISURA DEL DIAMETRO DEGLI ASTR E DELLA DISTANZA FRA STELLE DOPPIE

GIOVANNA MAYR

1) *Primi tentativi di determinazione del diametro stellare.*

Il problema della determinazione del diametro degli astri ha grande importanza nell'astrofisica, perchè si collega intimamente con la determinazione della grandezza e della distanza delle stelle.

Si sa che fra le miriadi di corpi celesti che contempliamo nelle sere serene, ve ne sono di infinitamente più grandi del nostro sistema solare, enormi stelle che a noi sono appena percettibili, perchè la loro distanza è tale che la luce, che impiega circa otto minuti per giungere dal Sole alla nostra Terra, per percorrere il cammino che separa quei soli da noi impiega anni, anzi centinaia di anni ed anche a volte migliaia di secoli! Si sa che questi astri sono in continuo, rapidissimo movimento benchè a noi sembrano fermi per la grande distanza! Eppure la scienza è giunta a calcolare, almeno in linea approssimativa, quelle enormi distanze, a studiare i moti delle stelle, a indagare non solo la grandezza ma anche la struttura loro.

La distanza di una stella si deduce dalla sua parallasse, cioè dall'angolo al vertice del triangolo avente per base il diametro dell'orbita terrestre e per vertice la stella stessa: ma anche meglio si deduce col metodo differenziale che consiste nell'osservare la variazione della distanza angolare dell'astro considerato rispetto ad un altro astro lontanissimo la cui direzione rispetto a noi può considerarsi invariabile.

Alla parallasse di un secondo (par sec) corrisponde la distanza di più di tre anni luce, ma tale ordine di grandezza rappresenta un minimo se si considerano le stelle fisse. Siccome la determinazione della distanza mediante la parallasse calcolata direttamente non può applicarsi che ad astri aventi una distanza non troppo grande cioè di circa un centinaio di anni luce, è necessario disporre di altri mezzi per calcolare tali distanze: uno consiste nella determinazione della distanza in base ai moti propri stellari determinati fotograficamente; un altro procedimento importante è quello con cui, fondandosi sulla relazione che corre fra la luminosità assoluta di una stella e l'intensità di certe linee spettrali, si ha modo di determinare, in base all'analisi spettroscopica, la luminosità assoluta della stella: confrontando questa con la luminosità apparente determinata mediante i fotometri ed applicando

a

la legge dei quadrati delle distanze, si determina la distanza dell'astro (determinazione spettroscopica della parallasse).

Viceversa se è nota la parallasse, determinando fotometricamente la luminosità apparente (ed in questo rende grandi servigi il fotometro dello Stibbius basato sulla proprietà del selenio di variare di resistenza elettrica secondo l'illuminazione) si può risalire servendosi ancora della legge del quadrato delle distanze, alla luminosità effettiva, in funzione della quale si ha la grandezza dell'astro (determinazione fotometrica della grandezza).

Tale grandezza dagli antichi veniva determinata in base a stima e veniva espressa secondo una scala numericamente decrescente coll'aumentare del potere illuminante dell'astro: per esempio la grandezza del nostro sole è: $G = -26,7 = -2,5 \log S$ dove S è lo splendore.

Fino a poco tempo fa il diametro degli astri veniva dedotto indirettamente dalla parallasse, dalla grandezza fotometrica e dalla temperatura assoluta.

Per quanto riguarda la determinazione della temperatura assoluta, è noto che per le leggi di WIEN confermate dalle misure di LUMMER e PRINGSHEIM, a parità di temperatura assoluta, il potere emissivo dei corpi presenta un massimo per una data lunghezza d'onda λ_m la quale è inversamente proporzionale alla temperatura assoluta del corpo emittente, e che la costante trovata è uguale a 2940 se si esprime la lunghezza d'onda in μ (micron) per cui, determinata la λ_m si può ottenere la temperatura assoluta mediante la formula:

$$(1) \quad T^0 = \frac{2940}{\lambda_m}.$$

In tal modo venne determinata la temperatura assoluta del Sole pel quale, considerando $\lambda_m = 0,5\mu$ (in base allo studio dello spettro solare fatto dal LANGLEY) si ricavò: $T = 5550^\circ$ assoluti pari a 5607° C.

D'altra parte, ricordando la legge di STEFAN secondo la quale il potere emissivo di un corpo nero è dato da $\sigma(T^4 - T_0^4)$ dove T e T_0 sono le temperature assolute del corpo e dell'ambiente e σ una costante dipendente dalla natura del corpo, che pel corpo nero venne calcolata $6,3 \times 10^{-5}$ ergs ma che è assai minore per i corpi reali) consegue che, ammettendo che gli astri si comportino come il corpo nero dei fisici, se lo splendore di una stella è s volte quello del Sole (S), essendo approssimativamente $S = \sigma \cdot 5880^4$ sarà $S \cdot s = \sigma \cdot t^4$ dove t è la temperatura assoluta della stella calcolata con la (1), per cui dividendo membro a membro si ha:

$$(2) \quad s = \left(\frac{t}{5880} \right)^4,$$

cioè si ha lo splendore indipendentemente dalla costante di proporzionalità σ .

Se una stella ha la grandezza g ed è s volte più splendente del sole, sarà: $g = -2,5 \log (Ss)$ sempre che abbia lo stesso diametro e la stessa parallasse del Sole. Se invece il suo diametro è d volte quello del Sole e la sua

parallasse p volte quella del Sole si avrà: $g = -2,5 \log (S \times s \times d^2 \times p^2)$
per cui:

$$g + 26,7 = -2,5 \log (s \times d^2 \times p^2)$$

formula nella quale g è misurata fotometricamente, s è data dalla formula (2), quindi non rimangono che due incognite: d e p . Nota la parallasse si può dedurre il diametro. Una siffatta determinazione, oltre che dagli errori che possono provenire dalla misura di λ e di g richiede la preventiva determinazione della parallasse.

Tuttavia per alcune stelle di cui erasi determinata la parallasse, si calcolò il diametro e in tal modo si ebbe per BETELGEUZE (α di ORIONE) il diametro uguale a 220 volte quello solare; per SIRIO il diametro 1,9 volte quello solare ecc.

S'imponeva però sempre di poter determinare con misure strumentali il diametro degli astri, allo scopo di confermare ed eventualmente correggere i risultati avuti indirettamente.

2) Determinazione strumentale del diametro degli astri.

Non si poteva ottenere la misura diretta, micrometrica, dei diametri stellari mediante i cannocchiali perchè questi danno immagini apparenti delle stelle ben più grandi dei loro diametri, d'onde la necessità di ricorrere ad altri mezzi.

Il primo ad indicare un nuovo metodo fu il FIZEAU nel 1868 (*Comptes Rendus*, vol. 66, pag. 934) ricorrendo al fenomeno dell'interferenza.

Se si pone sull'obbiettivo di un cannocchiale un diaframma avente due fori simmetrici rispetto al centro, ognuno di essi lascerà passare un fascetto di raggi luminosi provenienti da un astro: fascetto che andrà a formare nel piano focale un'immagine dell'astro uniformemente luminosa. Ciascuno dei due fasci dà un'immagine e le due immagini sono sovrapposte. Ma nella sovrapposizione detti fasci interferiscono e l'immagine che ne risulta appare rigata dalle frange chiare e oscure dell'interferenza. Facendo prove successive con diaframmi aventi i fori gradatamente più lontani, si vede aumentare il numero delle frange e se la sorgente luminosa possiede dimensioni sensibili, i suoi diversi punti danno luogo a sistemi di frange che si sovrappongono, cosicchè, continuando ad aumentare la distanza fra le fenditure, si riesce a far scomparire le frange ed ad avere un'immagine uniformemente chiara.

STEFAN nel 1874 (*Comptes Rendus*, vol. 79, pag. 1008) riprese queste considerazioni ed osservò in primo luogo che è possibile veder frange solo se il diametro dell'astro è inferiore all'angolo sotto cui son viste dal centro ottico dell'obbiettivo le due prime frange nere. In base alla teoria elementare, se la lunghezza d'onda della luce, supposta monocromatica, è λ e la distanza fra le fenditure è l , tale angolo è dato da $\frac{\lambda}{l}$. Esprimendolo in secondi d'arco, per un valore medio di λ è di $\frac{103,1}{l}$. Sperimentalmente trovò che, oltrepassando

sando per tale angolo il valore di $0'',158$ le immagini si indeboliscono oltre misura, quindi consegue che le stelle che presentan frange devon avere un diametro angolare ben minore di $0'',158$.

Inoltre dimostrò matematicamente che, se le aperture del diaframma sono grandi e rettangolari, purchè uguali fra loro e simmetriche rispetto all'asse, danno ugualmente le frange d'interferenza come quelle puntiformi. Ciò permette di osservare lo stesso fenomeno pur ottenendo maggior luminosità dell'immagine. Basta quindi poter aumentare con continuità la distanza fra le fenditure fino ad avere un'immagine uniformemente chiara per poter calcolare il diametro dell'astro in base alla distanza D fra i centri delle fenditure.

Teoricamente si potrebbe ritenere senz'altro che il diametro angolare dell'astro sia dato da $\frac{\lambda}{D}$ ma questa formula venne corretta e moltiplicata per una costante calcolata da HAMY (*Bull. Astron.*, 1899) e poi da MICHELSON (*Phil. Mag.* 30, 1890) i quali giunsero alla conclusione che, aumentando con continuità la distanza fra le fenditure, le frange appaiono e scompaiono a intervalli regolari e che, se D è la distanza corrispondente alla prima scomparsa delle frange, il diametro angolare dell'astro è: $1,22 \frac{\lambda}{D \text{ sen } 1''}$ considerando per λ il valor medio di circa $0,5\mu$.

Questa costante cioè 1,22 si riferisce al caso in cui la sorgente sia un disco uniformemente luminoso (MICHELSON, *Ast. Journal*, 53) ed è un poco maggiore in caso contrario perchè allora occorrerebbe una correzione dipendente dalla legge di variazione dello splendore sul disco in funzione della distanza dal centro.

Recentemente SPENCER JONES (*Monthly Notices*, LXXXII, 1922) se ne occupò per il caso in cui la larghezza delle fenditure a non sia trascurabile rispetto alla distanza D e diede una correzione della formula la cui approssimazione basta quando: $\frac{a}{D} \leq \frac{1}{3}$ mentre HAMY (*C. Rendus*, 175, pag. 1123)

diede la correzione per il caso in cui tale rapporto sia inferiore a $\frac{1}{2}$. Fu appunto tenendo conto di queste correzioni che MAGGINI (*R. Lincei*, 1924) studiando con l'interferometro la distribuzione del potere radiante sul disco degli astri, osservando Urano e Vesta, valutò la costante 1,238.

Con questo metodo interferometrico MICHELSON determinò i diametri dei satelliti di Giove e HAMY, oltre a quelli dei satelliti di Giove, determinò anche il diametro di Vesta (*Ast. J.*, 53 e *C. Rendus*, 171).

Dopo aver sperimentalmente verificato che le frange si mantengono fisse e chiare anche quando lo stato dell'atmosfera provoca agitazione dell'immagine dell'astro, MICHELSON cercò di perfezionare ulteriormente il metodo interferometrico. Poichè la distanza fra le fenditure non poteva superare il diametro dell'obiettivo, mentre d'altra parte si richiede che questa distanza sia tanto maggiore quanto più piccolo è il diametro considerato, accolse i due fasci di raggi luminosi su due specchi mobili, facendoli entrare nelle

Fenditure mediante riflessione su altri due specchi, inclinati di 45° , allo scopo di aver l'effetto come se la distanza fra le fenditure fosse stata molto maggiore. Inoltre fece passare i raggi attraverso due sottilissime lastre di vetro, onde poter variare con continuità il cammino ottico di uno dei pennelli. Egli riesci così a determinare il diametro angolare di BETELGEUZE, di $0''{,}047$ per cui, essendo già nota la parallasse di $0''{,}017$ ne calcolò il diametro lineare di circa 300 diametri solari (Osservatorio di Monte Wilson, dicembre 1920).

L'interferometro stellare di MICHELSON servì pure per misurare il diametro di Arturo (28 volte quello del Sole) e Antares (circa 200 volte quello del Sole): tale metodo servì inoltre alla misura delle distanze angolari fra doppie, come dirò in seguito.

Recentemente MAGGINI (*Contributi R. Oss. di Catania e Rend. Lincei*, 30, V) poté con tal metodo calcolare i diametri di Urano e Nettuno, nonché calcolare la separazione angolare di stelle doppie.

Inoltre lo stesso autore (*R. Lincei*, 1922), facendo misure interferometriche del diametro del 3° satellite di Giove, Ganimede, pervenne alla conclusione che la sua superficie è irregolarmente illuminata non solo, ma che, calibrando l'interferometro su dischi di nota ellitticità è possibile, dalle posizioni di esso che danno i massimi ed i minimi di visibilità delle frange, ottenere l'ellitticità dell'astro considerato.

A giudicare dall'apparenza, tale metodo potrebbe sembrare eccessivamente delicato per misurare grandezze tanto enormi specialmente quando serve nello studio delle stelle fisse, e si ha l'impressione che errori anche minimi nelle misure interferometriche possano portare a valori di gran lunga diversi. Tuttavia i risultati sperimentali furono soddisfacenti e si può verificare col calcolo la piccola entità dell'errore che può provenire sia dalla determinazione della distanza fra le fenditure, sia dalla valutazione di λ . Il

diametro angolare dell'astro, in secondi d'arco è: $1,22 \frac{\lambda}{D \sin 1''}$. Differenziando questa rispetto a D , ponendo per λ il valore medio di 5000 $\text{\AA}$, si ha in valore assoluto: $\frac{1,22\lambda dD}{D^2}$ onde se la distanza fra le fenditure fosse

di soli cm. 10, ogni millimetro d'errore nella valutazione di D porterebbe $0''{,}01$ di differenza nella valutazione del diametro angolare; ma effettivamente quando si tratta di diametri angolari dell'ordine di grandezza del centesimo di secondo D è superiore al metro, quindi l'errore si riduce ai decimillesimi di secondo. Differenziando rispetto a λ e supponendo ancora la distanza fra le fenditure di soli cm. 10 si ha che l'errore di 100 $\text{\AA}$ porterebbe, nella valutazione in secondi del diametro angolare, un errore di $0''{,}02$. Ma questo è un limite massimo dell'errore che effettivamente è molto più piccolo, e diminuisce moltissimo con l'aumentare della distanza fra le fenditure. Si può dire che questo metodo non solo si presta a determinazioni di sufficiente precisione, ma può anche servire a verificare il valore di s mediante la formula $g + 26,7 = a \log (s \times d^2 \times p^2)$, valore che prima si era determinato ammettendo che gli astri si comportassero come il corpo nero dei fisici.

3) Applicazione del metodo interferometrico alla misura della distanza angolare di stelle doppie.

Già il MAYER, fin dal 1777, constatò l'esistenza di stelle doppie orbitali e la sua scoperta, contrastata in principio, fu confermata da HERSCHEL 25 anni più tardi. Le doppie orbitali non sono da confondersi con le doppie ottiche, così dette perchè appaiono vicine per proiezione pur essendo lontanissime le une dalle altre. Le doppie qui considerate sono quelle fisicamente connesse, cioè rotanti l'una intorno all'altra.

Ciascuna di queste sorgenti luminose, vicinissime, dà un sistema di frange e i due sistemi di frange saranno spostati a seconda della distanza angolare ϵ delle sorgenti. Variando la distanza fra le aperture dell'interferometro, si può far in modo che il massimo di intensità di un sistema coincida con un minimo dell'altro sistema: allora se le componenti le doppie hanno ugual intensità luminosa le frange spariscono: se invece hanno diversa intensità luminosa le frange presentano una successione di massimi e minimi.

Dall'applicazione di tal metodo si deduce che, poichè la distanza angolare fra le frange in funzione di quella di D fra le fenditure è $\delta = \frac{\lambda}{D \sin 1''}$, il minimo di visibilità delle frange avrà luogo quando la separazione angolare fra i due sistemi è uguale alla metà della separazione angolare delle frange cioè: $\epsilon = \frac{\delta}{2} = \frac{\lambda}{2D \sin 1''}$ dalla quale formula risulta che, applicando l'interferometro, il potere separatore del telescopio è raddoppiato.

Anche qui è utile vedere quanto possano influire sulla determinazione di ϵ piccoli errori provenienti sia dalla misura di D , sia dal calcolo di λ .

Differenziando ϵ rispetto a D , ponendo l'errore $dD = \text{mm. } 1$ e attribuendo a λ il valor medio di 5500 $\text{\AA}$ si ha, essendo $d\epsilon = \frac{-\lambda dD}{\epsilon D^2 \sin 1''}$ in valor assoluto per $D = \text{cm. } 10$, $d\epsilon = 0'',0057$, per $D = \text{cm. } 30$, $d\epsilon = 0'',0006$ ecc.

Differenziando invece ϵ rispetto a λ si ha: $d\epsilon = \frac{d\lambda}{2D \sin 1''}$ per cui, supposto nella valutazione di λ di aver commesso un errore di 100 $\text{\AA}$ (superiore a quelli soliti) si ha per $D = \text{cm. } 10$ $d\epsilon = 0'',0103$. Ma nella misure effettive si può raggiungere un grado di precisione ancor maggiore.

ANDERSON (*Astroph. J.*, 51) usò questo metodo interferometrico per misurare la separazione dei componenti di CAPELLA; e MAGGINI (*Contributi dell'Oss. Astrof. di Catania*) determinò con esso la separazione angolare della SAGITTARI e della α PEGASI. Lo stesso, ancor più recentemente, (*Rend. Lincei*, XXXII, pag. 20 e XXXIII, pag. 186) intraprese lo studio di circa 200 sistemi di coppie del catalogo di BURNHAM, scegliendo coppie le cui componenti hanno quasi ugual splendore, allo scopo precipuo di verificare se il metodo interferometrico era più attendibile di quello micrometrico. I risultati furono confortanti, specialmente a motivo del buon accordo fra le misure da lui fatte e quelle ottenute da altri sperimentatori con strumenti più grandi.

Quindi l'interferometro, applicabile a qualsiasi rifrattore, è utilissimo sia perchè permette di verificare errori del metodo micrometrico, sia perchè con esso il potere separatore dello strumento è raddoppiato, sia infine perchè l'agitazione delle immagini nuoce meno alle misure interferometriche che non a quelle micrometriche.

La determinazione del diametro delle stelle mostrò che vi sono stelle come BETELGEUZE aventi un diametro circa 300 volte quello solare, mentre ve ne sono altre come Sirio il cui diametro è circa 1,9 volte quello solare. A diametri 300 volte quello del Sole corrisponde un volume 27.000.000 di volte quello di esso e, se la densità fosse la medesima, corrisponderebbe una massa enorme. La perplessità lasciata da tale deduzione fece sorgere il bisogno di indagare circa le masse stellari. La determinazione di queste fu fatta per alcune stelle doppie, conoscendone la parallasse, la distanza reciproca e il periodo di rivoluzione, applicando le leggi di KEPLERO.

Si giunse così a sapere che fra la massa delle stelle non vi è grande proporzione come pei volumi; le masse variano da circa un quinto a circa 20 volte quella solare.

Da qui la deduzione che le stelle aventi grandissimo volume abbiano piccola densità, quindi bisogna ammettere l'esistenza di stelle giganti, aventi minima densità e stelle nane aventi maggiore densità in accordo con quanto si ammette pure in base all'opinione prevalente sull'evoluzione stellare.

Secondo RUSSELL la condensazione delle nebulose produce le stelle di grande volume a temperatura relativamente bassa: esse appaiono luminose con luce prima rossastra: aumentando la condensazione sviluppano più calore di quanto ne irradiano per cui ne aumenta la temperatura fino a raggiungere un massimo che si ha quando l'energia irraggiata è uguale a quella sviluppata. Di mano in mano che la temperatura aumenta, dalla luce rossa passano a quella gialla fino a raggiungere, col massimo grado di temperatura, la luce bianca, quasi bluastra. Dopo raggiunto il massimo splendore le stelle si raffreddano ripassando per i medesimi tipi spettrali se non che con volume sempre più diminuito fino a diventare stelle nane con luce rossastra e con volume che è da 2000 e a volte fino a 200.000 volte minore di quello iniziale. Anche la massa diventa un po' minore causa la dispersione di materia dovuta ad azione elettrica e pressione luminosa: tale diminuzione è indicata dalla maggior velocità con cui si muovano le stelle nane in confronto a quelle giganti. Diminuendo ancor la temperatura, tali stelle cessano di essere visibili.

Non tutte le stelle percorrono tale parabola raggiungendo il massimo splendore: ve ne sono che cominciano a raffreddarsi dopo raggiunto il tipo spettrale di stelle gialle o rosse e vi sono anche stelle la cui massa è tanto piccola che cominciano a raffreddarsi prima ancora di essersi rese visibili.

Le stelle vennero classificate in diversi tipi spettrali corrispondenti alla costituzione chimica e alla temperatura rilevate dall'analisi spettroscopica. Una classificazione molto nota è quella di Padre SECCHI, data fin dal 1863, che distingue gli spettri stellari in quattro tipi:

1) STELLE BIANCHE, come Sirio, dove predominano l'Elio e l'Idrogeno e la cui temperatura si valuta in circa più di 10.000°;

- 2) STELLE GIALLE, come il Sole, con nello spettro righe non solo dovute all'Idrogeno, ma anche a numerosi metalli, temperatura 6000° circa;
- 3) STELLE ROSSE, come BETELGEUZE, (α di Orione);
- 4) STELLE ROSSE-CUPO;

nei quali ultimi due tipi si hanno spettri con non solo righe ma anche bande di assorbimento: la temperatura scende fin quasi a 2500°.

Gli astri si possono disporre anche più dettagliatamente, come nella classificazione di HARWARD che comprende una diecina di classi ognuna delle quali è divisa in generi e che dispone le stelle in ordine di temperatura decrescente. Si verificò che le stelle a bassa temperatura sono in parte molto ed in parte pochissimo luminose senza gradazione intermedia) di qui la deduzione che le prime debbano avere grande diametro e le seconde piccolissimo diametro: ciò conferma le vedute già citate circa l'evoluzione degli astri. È meraviglioso constatare quanti segreti della natura vengano svelati dal debole raggio luminoso che, attraverso lo spettroscopio, ci dice di quale sostanza sono costituiti i mondi lontani e che, esaminato in alcune righe dello spettro, ci permette di valutare la luminosità e la temperatura degli astri!

La lunghezza d'onda effettiva è in relazione alla classe spettrale: il suo valore è un elemento importante nelle misure interferometriche: essa, secondo un metodo recentissimo introdotto da ANDERSON (*Ast. J.*, 55) può dedursi da una relazione nota che la lega alla lunghezza d'onda calcolata in base alla temperatura effettiva corrispondente al tipo spettrale mediante le leggi sulle radiazioni di PLANCK.

Generalmente la si valuta in base alla determinazione fotografica del massimo di intensità attinica degli spettri di diffrazione ottenuti mediante un reticolo posto davanti all'obbiettivo, ma è preferibile operare come MAGGINI con l'interferometro dell'Osservatorio di Catania, determinare cioè lo spostamento che subiscono le frange di diffrazione interponendo sul cammino dei raggi sottilissime lastre di vetro.

Dopo il cannocchiale e lo spettroscopio, l'interferometro riserva alla scienza meravigliose conquiste.

ASTROLABIO IN RAVENNA

G. QUARTULLI

(Vedi Tav. I e II)

Nel trasporto del materiale scientifico di questo gabinetto di fisica, dai vecchi ai nuovi locali, ho rinvenuto un *astrolabio* costruito nel 1216, il quale per l'importanza di tali rarissimi strumenti merita di essere segnalato, come è stato fatto, al superiore Ministero.

Questo esemplare consta di una scatola metallica di forma cilindrica del diametro di cm. 13 e dello spessore di mm. 10, nella quale sono contenuti sette dischi anche metallici, su cui si imperniano un quadrante ed una mira. Il quadrante è munito di molte frecce variamente curvate e graduato secondo i segni dello Zodiaco.

Sotto ogni freccia è il nome di una stella o costellazione. Sul dorso della scatola, pure graduato secondo i segni dello Zodiaco e le corrispondenze dei mesi, si legge la seguente iscrizione:

Anno . dni . M.CC.XVI . in . urbe
Tolosa . me fecit . deus adiu
va: anni arabum: DC: XII:
Magnif: anibali et edovardo eius
filio de papia antie . de . ital: reg:
gente nobilis: die . dominis nostr

• • •

Sulle due faccie di ogni disco si leggono le seguenti principali indicazioni:

r) Tabula primi climatis cuius latitudo est XVI g. et XXXVII m.

v) Ad civitatem arin. que est sita. sub equinoctiali, circulo absque latitudine et distat XC g. ab occidente.

• • •

r) Tabula secundi climatis cuius latitudo est XXIII g.

v) Tabula tercii climatis cuius latitudo est graduum . Egiptus

• • •

r) Tabula IIII climatis cuius latitudo est XXXVI graduum

v) Tabula V climatis cuius latitudo est XLI g. et XXX m. et dies eius.

sezaraugusta

• • •

r) Tabula VI climatis cuius latitudo est XLV g. Cremona
Constantinopolis

r) Tabula VII climatis cuius latitudo est XLVIII g. et dies eius
longior XVI horarum

• • •

r) Tabula ad civitatem Rome cuius latitudo est XLII g.
v) Tabula ad civitatem Tolose cuius latitudo est XLIII g.
et dies eius longior XV horarum equalius et XIII. m.

• • •

r) Toleta L 39 g. et 42 m.
v) Latitudo XLIII g.

• • •

Settimo disco: in bianco.

L'accurata indagine di uno studioso di astronomia potrà chiarire i tanti
segni abbreviati di uso in quel tempo e probabilmente portar qualche luce
sulle nozioni astronomiche di quell'epoca, in cui la scienza stava passando
dalle mani degli Arabi in quelle degli Europei.

Si tratta di un vero cimelio astronomico pregevolissimo anche per l'ot-
timo stato di conservazione.

Ravenna, R Liceo Ginnasio Dante Alighieri.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

**Riunione Sociale avvenuta nell'Istituto Fisico della R. Università di Roma
il 27-28-29 Dicembre 1926.**

Soci intervenuti: Adinolfi, Amerio, Bordoni, Campetti, Canestrelli, Cantone, Carrelli, Corbino, Dalla Noce, Del Lungo, Del Regno, Di Fonzo, Fermi, Fulcheris, Gaudino, Gianfranceschi, Giorgi, Lombardi, Lori, Magini, Majorana, Marini, Martinozzi, Mazzotto, Nanni, Quartulli, Persico, Perucca, Pontremoli, Rimini, Rizzo, Stracciati, Straneo, Tieri, Todesco, Vallauri, Valle, Vecchiacchi, Volterra, Wataghin.

Hanno aderito scusando la loro assenza i soci: Bernini, Brunetti, Di Lazzaro, La Rosa, Levi Civita, Pochettino, Polvani, Puccianti.

Assistono: Barbagelata, Bompiani, Kennely, Korn.

Si riportano in questo resoconto soltanto i titoli delle comunicazioni scientifiche svolte, rimandando ai prossimi numeri la pubblicazione dei rispettivi testi o riassunti.

Seduta 27 dicembre

Il prof. Majorana, Presidente della Società, dichiara aperta la Riunione, e rivolge un saluto ai Congressisti ed un ringraziamento al sen. Corbino per la cortese ospitalità.

Prof. ALESSANDRO AMERIO: *Commemorazione del prof. Naccari.*

Prof. QUIRINO MAJORANA: *Commemorazione del prof. Francesco Piola, Consigliere della Società.*

Prof. SEN. ORSO MARIO CORBINO: *Nuove teorie della pila.*

Prof. ENRICO FERMI: *La meccanica ondulatoria e il momento magnetico degli atomi.*

Prof. ANTONIO CARRELLI: *Doppia rifrazione di origine paramagnetica.*

Dott. GIORGIO TODESCO: *Sulle correnti termoelettriche accidentali nel bi-smuto.*

Prof. GIOVANNI GIORGI: *Sulla legge della composizione dei colori.*

Seduta 28 dicembre

Prof. ENRICO PERSICO: *La meccanica ondulatoria.*

Prof. ENRICO FERMI: *La larghezza e la forma delle righe di emissione nella meccanica ondulatoria.*

Prof. CARLO DEL LUNGO: *Sopra l'effetto Doppler e il movimento assoluto.*

Nel pomeriggio si tratta dell'assetto definitivo della Società e del giornale sociale. Sul primo punto il Presidente annunzia che non si è potuto sinora

procedere alle proposte di formulazione definitiva dello Statuto sociale, dovendosi prima attendere alla sistemazione della direzione, redazione e amministrazione del giornale sociale. Circa questo il Presidente dà conto dell'attività svolta nell'anno decorso e dei progetti per il suo ulteriore sviluppo: al proposito ha ora speciale importanza prendere in esame la condizione richiesta dalla Ditta Zanichelli, che da vari anni ha l'edizione del giornale, di libertà di scelta della tipografia.

Su questo punto il Presidente legge un ordine del giorno della Facoltà di Scienze dell'Università pisana, che fa voti affinché il giornale sia conservato a Pisa.

Il Presidente è lieto poi di comunicare che il Comune di Pisa ha elargito per il periodico un sussidio annuo di L. 1000.

Si discute tra i presenti il modo di secondare il desiderio della città di Pisa, che ha benemeritenze a tutti note a riguardo del giornale, pur lasciando all'editore libertà di scelta della tipografia.

Dopo la discussione il prof. Amerio propone i seguenti due ordini del giorno, che sono approvati all'unanimità.

Primo Ordine del giorno:

La Società Italiana di Fisica, udite le dichiarazioni del Presidente; esaminata la storia del proprio giornale sociale, il « Nuovo Cimento », e della biblioteca annessa;

riconoscendo: che per le sue gloriose tradizioni, al detto periodico occorre dare sempre maggiore impulso, perchè così la sua importanza sotto ogni riguardo venga ad accrescersi; che in tale senso l'opera esplicata dal Presidente ha dato nel primo suo anno di ufficio benefici effetti, per il che esprime il suo più vivo compiacimento;

tenuto conto che l'attuale editore Zanichelli, per continuare a gestire il giornale, richiede che gli sia lasciata libertà di scelta per la tipografia, anche fuori di Pisa;

dà incarico alla Presidenza di svolgere le adeguate pratiche perchè ciò avvenga dal prossimo anno in poi;

fermo restando che la sede della biblioteca sociale rimanga permanentemente a Pisa, e continui a ricevere tutti i cambi attuali; e che tale materiale scientifico sia posto a disposizione anche dei Soci non residenti in Pisa, con quelle garanzie che saranno opportunamente studiate.

Secondo Ordine del giorno:

La Società Italiana di Fisica, per assicurare al « Nuovo Cimento » la continuità nel progresso, delibera di costituire l'ufficio di direzione nel modo seguente:

Tre Direttori, dei quali:

a) un Direttore nella persona del Presidente della Società Italiana di Fisica;

b) un Direttore nella persona del professore di Fisica dell'Università di Pisa;

c) un Direttore-responsabile nominato per dieci anni dalla Società Italiana di Fisica.

Qualora il Direttore-responsabile sia il Presidente della Società, oppure il Professore di Fisica dell'Università di Pisa, la Società nominerà temporaneamente il terzo Direttore.

Secondo questo ordine del giorno sono stati subito eletti dalla Riunione, a Direttori del giornale sociale « Il Nuovo Cimento »:

Orso Mario Corbino,

Quirino Majorana, Direttore-responsabile,

Luigi Puccianti.

Il *Presidente* propone che ai Consiglieri di Direzione della Società si aggiungano i Consiglieri per il « Nuovo Cimento », ora scaduti, Professori Amerio, Cantone, Levi-Civita, e che al Consiglio stesso vengano aggregati i Professori Rita Brunetti e Cesare Rimini, residenti a Bologna. Si approva.

Il *Segretario-Cassiere* dà un rendiconto finanziario della Società per l'anno 1926. Si rileva che i soci sono saliti a 210 e gli abbonati a 100, realizzandosi così un incasso, che ha coperto le spese di stampa del Periodico.

Per le spese della seconda parte di Rivista, cioè retribuzione degli articoli ed estratti gratuiti agli Autori, e per le spese di segreteria ed amministrazione, si è ricorso al provvidenziale sussidio Rockefeller, di cui è rimasta in attivo una parte, perchè ancora non si è potuto svolgere a pieno il programma di sviluppo, propostosi dalla Presidenza. Per questo si raccomanda ai soci la collaborazione, specialmente per la seconda parte del « Nuovo Cimento », pur sempre deficiente in quantità, nonostante venga retribuita.

Il *sen. Corbino* raccomanda al Comitato Nazionale scientifico-tecnico, che ha tra i presenti alcuni autorevoli rappresentanti, di studiare il modo di stabilire qualche contributo a favore dell'unico organo di Fisica in Italia: « Il Nuovo Cimento ». Fa presente poi che per dare maggior impulso alle nostre riunioni annuali, si dovrebbe pensare ad un rimborso di spese di viaggio agli assistenti universitari.

Il resoconto finanziario è approvato.

Il *Presidente* passa alla questione della partecipazione della Società al Congresso Voltiano del settembre prossimo a Como. Legge i nomi degli aderenti stranieri ed i titoli delle loro comunicazioni. Riferisce che il Comitato Voltiano diramerà pure un invito di collaborazione alla Società di Fisica italiana. Dovendo essere in tal modo rappresentata l'attività della scienza fisica Nazionale, il Presidente rivolge ai soci adeguata raccomandazione.

Il *prof. Cantone* riferisce che il Presidente della Società per il progresso delle Scienze ha manifestato il desiderio che la sezione di Fisica del proprio Congresso nel settembre prossimo sia organizzata dalla nostra Società.

Si risponde ringraziando e facendo presente l'impossibilità per questo anno, essendovi interferenza col Congresso Voltiano di Como.

Resta ferma la nostra annuale riunione a Roma nel dicembre prossimo.
L'adunanza si chiude colla comunicazione del prof. RAINERO MAGINI:
Nuove ricerche sulla scarica nei gas rarefatti.

Seduta 29 dicembre

GAUDINO prof. CARLO: *Sviluppo dell'elettricità dalle origini sino a Volta.*

MAZZOTTO prof. DOMENICO: *Il triodo melodico.*

RIMINI prof. CESARE: *Geometria e correnti alternate.*

WATAGHIN dott. GLEB: *Sulla teoria balistica.*

VALLE prof. GIORGIO: *Onde stazionarie nei sistemi in moto ed effetto Doppler.*

Il *Presidente* propone il seguente ordine del giorno da inviarsi a S. E. il Ministro della Pubblica Istruzione, che è approvato all'unanimità.

La S. I. F.

Considerata la evoluzione notevolissima nel campo delle Scienze fisiche, teorica e sperimentale, dovuta negli ultimi anni quasi esclusivamente alla iniziativa del mondo scientifico estero, che dispone dei mezzi adeguati, incomparabilmente superiori a quelli dei nostri laboratori;

considerato che per tale dolorosa inferiorità, non è possibile da noi seguire degnamente tale progresso, contribuendovi, ed eventualmente dando la possibilità ai più valorosi di porre almeno in qualche campo l'attività nostra all'avanguardia, come gloriosamente è avvenuto in altri tempi;

fa voti che S. E. il Ministro della P. I. voglia saggiamente provvedere a sovvenire i laboratori di fisica, in maniera rispondente al progresso odierno, consentendo ai cultori della scienza sperimentale in Italia quella attività, con tanta eloquenza auspicata dal Capo del Governo.

Il *Presidente*, ad illustrazione del suddetto ordine del giorno, accenna alle molteplici cause dello stato attuale delle scienze fisiche in Italia, ammonendo di fare almeno da parte nostra il possibile per vincere le presenti difficoltà: ringrazia dell'intervento, e con un a rivederci prima a Como, poi a Roma, dichiara chiusa la Riunione.

Nel pomeriggio la Società Italiana di Fisica, unendosi al Comitato Nazionale di Fisica pura ed applicata, ha discusso intorno all'insegnamento della Fisica nelle Scuole Medie, anche in relazione coll'insegnamento abbinato della Matematica. I risultati della discussione saranno comunicati in uno dei prossimi numeri, nel notiziario riguardante detto Comitato.

Il Segretario
GIULIO DALLA NOCE

NOTIZIARIO

Congresso internazionale dei Fisici.

(Como, Settembre 1927).

Come fu già annunciato, il prossimo settembre la città di Como celebrerà il centenario della morte di Alessandro Volta. Tra le onoranze il Comitato organizzatore si è proposto di riunire a Como numerosi congressi scientifici nazionali ed un congresso internazionale dei Fisici: per questo furono diramati inviti ai cultori più eminenti di ogni nazione della Fisica pura ed applicata con particolare riguardo all'elettrologia e alle teorie elettriche moderne. Sono chiuse le iscrizioni alle comunicazioni, di cui si riporterà il titolo nell'elenco, che si pubblicherà nel prossimo numero.

I Soci della S. I. F. potranno assistere alle sedute del Congresso: chi intende parteciparvi è pregato darne avviso fino da ora alla Presidenza della Società. A suo tempo sarà inviato a ciascuno degli aderenti il programma definitivo del Congresso.

La Direzione del « Nuovo Cimento » ha il vivo dolore di comunicare la fine immatura del GR. UFF. OLIVIERO FRANCHI, Direttore Generale della Casa Editrice Nicola Zanichelli, avvenuta nella notte sul 12 marzo. Tale perdita è per noi tanto più grave in quanto a Lui si deve principalmente il nuovo indirizzo editoriale di questo Periodico.

G. QUARTULLI: *Astrolabio in Ravenna.*

TAV. I



RIVISTA

LA MECCANICA ONDULATORIA

Nota del Prof. E. PERSICO

1. - Lo sviluppo della fisica teorica in quest'ultimo anno è stato dominato principalmente dal nuovo indirizzo dato alla meccanica atomica da DE BROGLIE e SCHRÖDINGER. La teoria da essi proposta — che ha preso il nome di *meccanica ondulatoria* — si confonde con la meccanica ordinaria in tutti i casi in cui i sistemi studiati hanno dimensioni rilevanti, mentre per sistemi di dimensioni atomiche fornisce risultati essenzialmente diversi, e precisamente ne discendono allora con somma semplicità e coerenza quelle leggi di discontinuità che la teoria dei quanti ordinaria introduceva attraverso parecchi postulati, slegati tra loro, e in contraddizione con le leggi classiche dell'elettromagnetismo. In qualche caso poi in cui le previsioni della teoria di SCHRÖDINGER sono leggermente diverse da quelle della teoria dei quanti, sembra che l'esperienza sia più favorevole alla prima che alla seconda. La meccanica ondulatoria raccoglie dunque in uno schema unico sia i fatti sperimentali della meccanica ordinaria e celeste, sia quelli della meccanica atomica e spettroscopica, sia quelli dell'elettromagnetismo classico e, sebbene non abbia ancora probabilmente raggiunto la sua forma definitiva e molte questioni vi siano ancora da risolvere, pure l'interesse da essa destinato è giustificato dal fatto che essa appare come l'unico fortunato, finora, tra i molti tentativi fatti per sanare le apparentemente inconciliabili divergenze tra le leggi dei quanti e quelle della meccanica e dell'elettromagnetismo classico.

A dir vero un'altra teoria, sorta poco prima, aveva fornito, per via completamente diversa, una parte di questi soddisfacenti risultati; è questa la *meccanica quantistica* di HEISENBERG e di BORN e JORDAN: ma è stato dimostrato in seguito che le due meccaniche, la ondulatoria e la quantistica, sebbene sorte indipendentemente e su basi del tutto diverse, conducono in ogni caso agli identici risultati, cosicchè non sono in sostanza che due aspetti diversi di una medesima teoria.

Mentre però la meccanica quantistica prescinde da ogni ipotesi sul meccanismo atomico, e fornisce soltanto delle relazioni formali tra i diversi elementi suscettibili di osservazione, la meccanica di DE BROGLIE-SCHRÖDINGER ha invece su quella il vantaggio di fornire un modello adatto a suggerire all'intuizione il procedimento più opportuno per risolvere i problemi, e talora anche il tipo di soluzione dei problemi stessi. È perciò soltanto di quest'ultima teoria, più conforme alla mentalità fisica, che ci occuperemo brevemente in questo articolo.

2. - *Analogie ottico-meccaniche.* - Il punto di partenza della teoria di SCHRÖDINGER è suggerito dall'analogia, già da lungo tempo constatata, fra le leggi dell'ottica geometrica e quelle classiche della meccanica del punto materiale. Fu anzi questa analogia, evidente anche nei fenomeni più semplici come la propagazione rettilinea e la riflessione, che suggerì la prima teoria meccanica della luce, cioè quella corpuscolare. Ora invece si capovolge la situazione e si cerca, non di far rientrare i fenomeni ottici nelle leggi della meccanica, ma di spiegare i fatti meccanici con le stesse leggi che spiegano i fenomeni ottici.

Per precisare l'accennata analogia, pensiamo a un proiettore capace di emettere un fascio cilindrico di luce, e immaginiamo di accenderlo per un brevissimo intervallo di tempo, p. es. 10^{-8} secondi, nel quale tempo la luce percorre 3 metri. Uscirà quindi dal proiettore un cilindro luminoso di questa lunghezza, che si propagherà nello spazio senza alterarsi (supposto che non vi sia assorbimento). Avremo così realizzato un gruppo di onde luminose limitate ad una ristretta regione dello spazio, che potremo, per semplicità, assimilare ad un punto. Se il mezzo nel quale il gruppo si propaga è omogeneo, il gruppo si muoverà di moto rettilineo uniforme, come un punto materiale non soggetto a forze. Se invece l'indice di rifrazione n è variabile da punto a punto, il gruppo seguirà una traiettoria curvilinea e il suo moto sarà in generale vario, così come avverrebbe per un punto materiale in un campo di forza. E come il moto del punto è retto dal principio della *minima azione*, che determina la forma della traiettoria, e da quello della *forza viva*, che determina la velocità, così il moto del gruppo d'onde è governato da due leggi analoghe a queste: al principio della minima azione corrisponde il principio di FERMAT, o del *minimo tempo*, che determina la forma dei raggi luminosi, mentre al teorema della forza viva corrisponde la relazione nota che lega l'indice di rifrazione alla velocità della luce ⁽¹⁾.

Si sa anzi che è possibile, dato un campo di forza di potenziale $V(x, y, z)$, determinare una distribuzione dell'indice di rifrazione $n(x, y, z)$ tale, che il moto del gruppo d'onde riproduca identicamente, sia per la traiettoria che per la velocità, il moto di un punto materiale lanciato nel campo con data velocità iniziale.

⁽¹⁾ Questa relazione, se il mezzo non è dispersivo, è data dalla formula semplicissima $v = c/n$, ma se il mezzo è dispersivo (cioè se n è funzione della frequenza ν) è data dalla formula più complicata

$$\frac{c}{v} = \frac{d}{d\nu} (n\nu)$$

poichè in tal caso la velocità v con cui procede il gruppo d'onde (velocità di gruppo) è minore (nel caso che n cresca con la frequenza, come per i mezzi dispersivi ordinari) della velocità $u = c/n$ con cui procede ogni singola onda (velocità di fase): ciò dipende dal fatto che, mentre il gruppo avanza, le onde che sono alla sua testa si estinguono, mentre ne appaiono delle nuove in coda.

Ma, secondo SCHRÖDINGER, l'analogia può esser spinta assai più oltre. È noto che le leggi fondamentali dell'ottica geometrica cessano di esser valide quando entrano in gioco nel problema dimensioni dell'ordine della lunghezza d'onda: in tal caso nascono gli svariati fenomeni della diffrazione, per spiegare i quali è necessario tener conto della natura ondulatoria della luce, che può essere ignorata dall'ottica geometrica. Similmente i fenomeni meccanici presentano delle anomalie, quando i sistemi in giuoco hanno dimensioni piccolissime: infatti, per costruire la meccanica dell'atomo si è dovuto ricorrere a ipotesi strane e parzialmente contraddittorie, che costituiscono i postulati della teoria dei quanti.

Questa difficoltà potrebbe spiegarsi secondo SCHRÖDINGER, ammettendo che i fenomeni meccanici abbiano anch'essi, al pari di quelli luminosi, una natura ondulatoria, che può essere ignorata finchè si tratta di sistemi relativamente grandi, ma che interviene, dando luogo a fenomeni analoghi alla diffrazione, quando i sistemi considerati hanno dimensioni comparabili con quella lunghezza che corrisponde, per tali fenomeni, alla lunghezza d'onda dei fenomeni ottici.

Secondo questo punto di vista, la difficoltà in cui ci si trova per spiegare i fenomeni atomici mediante la meccanica classica, è analoga a quella in cui si troverebbe uno che, conoscendo soltanto le leggi dell'ottica geometrica, assistesse a un qualunque fenomeno di diffrazione: constataste, p. es. che un pennello luminoso si sparpaglia dopo aver attraversato un foro sottile. Questo fenomeno gli apparirebbe inesplicabile, e se egli volesse ostinarsi a spiegarlo mediante le leggi dell'ottica geometrica, dovrebbe ricorrere alle più strane ipotesi sulle proprietà ottiche dei fori sottili (supporre, p. es. che siano pieni di un mezzo rifrangente etc.). La causa del suo disagio starebbe in ciò, che egli ignora che le leggi dell'ottica geometrica non sono che un caso limite di leggi più complesse, e che lo stesso concetto di raggio luminoso non è che una schematizzazione macroscopica del fenomeno ondulatorio che costituisce la luce. Secondo SCHRÖDINGER, nella stessa condizione si trova la meccanica classica di fronte ai fenomeni atomici, e lo stesso concetto di punto materiale, al pari di quello di raggio luminoso, va considerato come una approssimazione che cessa di esser valida quando le dimensioni del sistema sono così piccole da dar luogo a fenomeni di *diffrazione meccanica*.

Vediamo ora brevemente come si possa dar forma concreta a questo ordine di idee.

3. *Lo scalare di campo e l'equazione fondamentale.* - Secondo la nuova meccanica, tutto lo spazio è generalmente sede di fenomeni vibratorii di una particolare natura: ciò che a noi appare come elettricità, o materia, non è che un aspetto di questi fenomeni, così come ciò che si manifesta come luce consiste in realtà in vibrazioni del campo elettrico e magnetico. E, come si può svolgere tutta l'ottica ondulatoria senza precisare la natura del « vettore luminoso », così noi attribuiremo queste speciali vibrazioni a una grandezza ψ detta scalare di campo, sulla cui natura fisica non fac-

ciamo nessuna ipotesi. La colleghiamo però alla realtà osservabile, ammettendo che il *quadrato del suo modulo* fornisca una misura della densità elettrica (così come il quadrato dell'ampiezza delle oscillazioni elettriche misura l'intensità della luce). Quando noi diciamo che un punto dello spazio, in un dato istante, è occupato da elettricità, ciò significa semplicemente che in quel punto e in quell'istante l'ampiezza delle oscillazioni ⁽¹⁾ di ψ è notevolmente diversa da zero.

Dicendo che il fenomeno caratterizzato da ψ ha natura ondulatoria, intendiamo dire che ψ soddisfa l'equazione differenziale caratteristica delle vibrazioni luminose ed elastiche:

$$(1) \quad \Delta_2 \psi - n^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

dove n corrisponde all'indice di rifrazione, ed è funzione, in generale, del posto, oltrechè della frequenza ν .

Una particella materiale, ossia un elettrone o un protone, non è che un gruppo o treno d'onde analogo a quel gruppo d'onde luminose cui abbiamo accennato nel § 2. Se si vuole che il suo moto coincida, in prima approssimazione, con quello dato dalla meccanica classica per un punto materiale in un campo di forze di potenziale $V(x, y, z)$, occorre anzitutto fissare la frequenza ν di tali onde, e poi legare in modo opportuno n a Γ e a ν .

Da varie considerazioni si è indotti a ritenere che la frequenza ν sia strettamente legata all'energia E del punto materiale (basta pensare p. es., alla proprietà di conservazione, caratteristica della frequenza in ottica e dell'energia in meccanica) e la più ovvia relazione che si possa postulare è offerta dalla nota relazione

$$E = h\nu$$

che interviene così spesso nei fenomeni fisici. Così si introduce nella teoria la costante h di PLANCK.

Si dimostra allora che, perchè il moto del gruppo d'onde sia identico a quello del punto, deve aversi

$$n = \frac{\sqrt{m}}{h\nu} \sqrt{2(h\nu - V)}.$$

Sostituendo nella (1), e scrivendo di nuovo E come abbreviazione di $h\nu$, si ha

$$(2) \quad \Delta_2 \psi - \frac{2m}{E^2} (E - V) \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0.$$

⁽¹⁾ Si tratta, naturalmente, di oscillazioni del valore numerico, non di oscillazioni nel senso cinematico.

Poichè ψ è funzione sinusoidale del tempo di frequenza ν , potrà porsi sotto la forma:

$$(3) \quad \psi = U(x, y, z)e^{2\pi i \nu t}$$

e allora sostituendo nella precedente, si trova che la funzione (solo del posto) U , che rappresenta l'ampiezza delle oscillazioni, deve soddisfare l'equazione:

$$(4) \quad \Delta_2 U + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) U = 0$$

che è fondamentale per la teoria.

4. *Le condizioni di quantizzazione.* - Una importante proprietà analitica della equazione (4) è quella di ammettere soluzioni regolari (cioè finite, continue e uniformi dovunque, e nulle all'infinito) soltanto quando la costante E (e quindi la frequenza ν) ha certi determinati valori (*autovalori*) i quali in certi casi (dipendentemente dalla funzione V che è quella che caratterizza i diversi problemi) riempiono con continuità tutto un intervallo, ma in certi altri costituiscono una successione discreta. Ciò corrisponde al fatto, ben noto nella teoria delle vibrazioni elastiche (la quale è dominata appunto da un'equazione del tipo (4)), che un corpo elastico può vibrare in modo stazionario soltanto con certe determinate frequenze. Se quindi si aggiunge alla (4) la condizione che V sia *regolare*, nel senso dianzi precisato, ne risulta che l'energia E del sistema può assumere solo certi determinati valori, cioè gli *autovalori* della (4). E in tutti i casi finora trattati essi coincidono con i valori dell'energia nei diversi *stati stazionari*, calcolati con i metodi della teoria dei quanti ordinaria. Così la discontinuità degli stati stazionari, che finora costituiva uno dei più insoddisfacenti postulati della teoria dei quanti, risulta, nella meccanica ondulatoria, in modo del tutto naturale, e per un meccanismo analitico simile a quello che dà le diverse frequenze proprie di una corda o di un mezzo elastico vibrante. Anzi, cosa abbastanza curiosa, la discontinuità delle frequenze si deduce proprio dal postulato che la ψ (e quindi la V) sia continua finita e uniforme in tutto lo spazio (e nulla all'infinito).

Abbiamo detto che i valori di E , autovalori della (4), coincidono sempre con quelli che si ottengono applicando le condizioni di quantizzazione di BOHR-SOMMERFELD. Ciò non è però del tutto esatto: in certi casi si ottengono risultati diversi, ma sono proprio quei casi in cui le condizioni di BOHR-SOMMERFELD erano in disaccordo con l'esperienza: quei casi, p. es., in cui si era costretti ad ammettere che, contrariamente al concetto fondamentale della teoria dei quanti, i numeri quantici potessero assumere valori frazionari. La meccanica ondulatoria dà invece in questi casi senz'altro il valore giusto per l'energia, senza che si debbano ammettere ripugnanti eccezioni.

5. *Esempio: Il rotatore.* - Si consideri un punto scorrevole lungo una circonferenza, e non soggetto a forze. (Il problema è sostanzialmente iden-

tico a quello del rotatore, cioè di un corpo rigido girevole intorno a un asse fisso, senza forze).

Il sistema ha un sol grado di libertà: sia x la coordinata che lo caratterizza (arco di cerchio contato da un'origine fissa arbitraria): la ψ sarà funzione di x e t , e la soluzione semplice corrispondente ad una data energia E (ossia frequenza $\nu = E/h$) sarà del tipo

$$\psi = U(x)e^{2\pi i \nu t}.$$

Il $\Delta_x U$ della (4) si riduce a $\frac{d^2 U}{dx^2}$: il potenziale delle forze è nullo. La (4) dà

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E U = 0.$$

Questa equazione ben nota ha come soluzioni fondamentali

$$U = \cos \sqrt{\frac{8\pi^2 m E}{h^2}} x$$

$$U = \sin \sqrt{\frac{8\pi^2 m E}{h^2}} x.$$

L'ampiezza di vibrazione U è dunque funzione sinusoidale di x , e si riproduce identica quando x aumenta della quantità (*lunghezza d'onda delle vibrazioni*)

$$\frac{2\pi}{\sqrt{\frac{8\pi^2 m E}{h^2}}} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}.$$

Ma, la linea essendo chiusa, perchè la funzione U risulti uniforme essa deve riprodursi identica dopo un giro: cioè la lunghezza totale $2\pi r$ dovrà essere un multiplo intero dell'espressione ora scritta; dovrà essere cioè:

$$2\pi r = \frac{nh}{\sqrt{2mE}} \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Di qui si ricava che E può assumere solo i valori discreti

$$(5) \quad E_n = \frac{n^2 h^2}{8\pi^2 r^2 m} \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Se si fosse applicata la regola di BOHR, secondo cui si postula che il momento della quantità di moto, $m v r$, debba essere multiplo intero di $h/2\pi$ e, in base ai valori ricavati per v , si fosse calcolata l'energia $E = \frac{1}{2} v^2$, si sarebbe giunti, come è facile verificare, alla stessa espressione.

Una qualunque delle soluzioni trovate rappresenta un sistema di onde stazionarie di frequenza $\nu = E/h$ lungo la circonferenza. Per formare il treno

o gruppo d'onde rappresentante il punto materiale, occorre sovrapporre un gran numero di tali vibrazioni semplici, di diversa fase e frequenza ma tutte di frequenza vicinissima a E/h ⁽¹⁾. Ma è chiaro che ciò è possibile soltanto se i valori (5) della E sono estremamente vicini tra loro, il che si ha quando n è molto grande. Dunque: soltanto per grandi numeri quantici il punto materiale può avere un'esistenza reale, altrimenti si ha soltanto uno stato vibratorio diffuso, anzichè concentrato in una regione ristretta.

6. *L'atomo di idrogeno.* - Considerando il nucleo come fisso, si ha un sistema a tre gradi di libertà. Il potenziale V è $-e^2/r$ e la (4) dà

$$\Delta_2 U + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) U = 0.$$

La discussione di questa equazione porta al seguente risultato. Essa ammette soluzioni regolari solo quando E è positivo oppure ha uno dei valori dati dalla formula

$$E_l = - \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 l^2} \quad (l = 1, 2, \dots).$$

Il primo caso corrisponde alle orbite aperte (quindi non quantizzate) della vecchia teoria, il secondo alle orbite ellittiche, e i valori di E_l sono proprio quelli che si otterrebbero dalla teoria di BOHR-SOMMERFELD: l'intero l corrisponde al *quanto totale*.

Bisogna però abbandonare (secondo la meccanica ondulatoria) il modello dell'elettrone ruotante in un'orbita intorno al nucleo, poichè l'elettrone, che allo stato libero, o negli stati quantici più elevati, è un gruppo d'onde compatto, quando è costretto ad aggirarsi in un'orbita di dimensioni atomiche si dissolve, per dar luogo solo a uno stato vibratorio stazionario che circonda il nucleo, e che, teoricamente, si estende fino all'infinito, ma praticamente occupa solo una regione sferica col raggio dell'ordine di 10^{-8} cm. Nello stato fondamentale anzi (quello che corrisponde alla prima orbita di BOHR) come in tutti quelli di numero quantico azimutale 1, l'atomo presenta addirittura simmetria sferica. Per farsi una grossolana idea di questa concezione, si pensi ad una sorgente sonora costituita da una sfera s pulsante, circondata da un involucro sferico concentrico S : l'aria interposta sarà sede di onde stazionarie, aventi simmetria sferica, che potranno avere diverse frequenze. Nel caso dell'atomo, la sfera s va ridotta alle dimensioni del nucleo, la S va estesa (teoricamente) all'infinito: le varie frequenze corrispondono ai diversi valori possibili per l'energia, corrispon-

(1) Si sa infatti che un treno d'onde limitato equivale alla sovrapposizione di un gran numero di onde estese a tutto lo spazio, ma di frequenze leggermente diverse le quali interferiscono dovunque tranne nella regione limitata che costituisce il treno. È il fatto spettroscopico ben noto, che una luce di brevissima durata non è mai rigorosamente monocromatica.

denti ai diversi valori di l . E vi potranno essere anche qui, come nel caso acustico, delle sfere nodali in cui l'ampiezza U è 0: si trova che il loro numero, nello stato vibratorio d'ordine l , è $l-1$.

6. *L'emissione.* - Si osservi che nella teoria di SCHRÖDINGER gli stati quantici corrispondono alle diverse frequenze possibili, e siccome si possono sovrapporre nello stesso atomo stati vibratorii di diversa frequenza, un atomo può trovarsi contemporaneamente in più stati quantici. Nella vecchia teoria invece i diversi stati quantici erano concepiti come successivi. Questo nuovo modo di vedere apre la via, come ora mostreremo, alla spiegazione del fenomeno dell'emissione.

Nella teoria quantistica ordinaria veniva postulato che l'atomo in uno stato stazionario non irradiasse, ma passando da uno stato quantico di energia E_1 , a uno di energia inferiore E_2 , emettesse la differenza $E_1 - E_2$ sotto forma di radiazione di frequenza

$$(5) \quad \nu = \frac{E_1 - E_2}{h};$$

non era possibile però spiegare il meccanismo di questa emissione, che anzi appariva in contrasto con le leggi classiche dell'elettromagnetismo: la frequenza di emissione (5) non corrisponde a quella di alcun movimento di cariche elettriche dell'atomo!

Nella teoria di SCHRÖDINGER invece l'atomo viene collegato al campo elettromagnetico, da esso generato, in conformità alle leggi elettromagnetiche: infatti, come abbiamo detto, la grandezza $(\text{mod } \psi)^2 = \psi \bar{\psi}$ (dove $\bar{\psi}$ è il complesso coniugato di ψ) misura la densità elettrica (funzione del posto e del tempo) e da questa, mediante le equazioni di MAXWELL, si deduce il campo elettromagnetico, e quindi la radiazione. Ora è notevolissimo il fatto che in tal modo si giunge proprio alla relazione (5). Per vederlo cominciamo col supporre l'atomo in uno stato vibratorio semplice, di frequenza ν : sarà allora:

$$\psi = U e^{2\pi i \nu t}$$

e quindi

$$\psi \bar{\psi} = U^2.$$

La densità è dunque funzione solo del posto, e indipendente dal tempo: siamo in un caso di elettrostatica, e quindi non deve esservi radiazione. Così si giustifica che l'atomo in uno stato quantico non irradia.

Siano ora invece sovrapposti nell'atomo due stati vibratorii di frequenze $\nu_1 = E_1/h$, $\nu_2 = E_2/h$: sarà

$$\psi = U_1 e^{2\pi i \nu_1 t} + U_2 e^{2\pi i \nu_2 t}$$

e quindi

$$\begin{aligned} \psi \bar{\psi} &= U_1^2 + U_2^2 + 2U_1 U_2 [e^{2\pi i (\nu_1 - \nu_2)t} + e^{2\pi i (\nu_2 - \nu_1)t}] = \\ &= U_1^2 + U_2^2 + 4U_1 U_2 \cos 2\pi (\nu_1 - \nu_2)t. \end{aligned}$$

La densità quindi, oltre alla parte costante $U_1^2 + U_2^2$ ha una parte pulsante con frequenza

$$\nu_1 - \nu_2 = \frac{E_1 - E_2}{h};$$

è naturale allora che venga emessa radiazione appunto di questa frequenza.

In altre parole la radiazione è originata, in modo puramente classico, dalle pulsazioni della densità ρ , e queste nascono come *battimenti* per la sovrapposizione di due frequenze differenti nelle vibrazioni di ψ : perciò la loro frequenza è la differenza delle frequenze corrispondenti ai due stati quantici. È questa la nuova interpretazione della formula (5).

Le considerazioni che abbiamo svolto possono estendersi a casi più complessi (sistemi con più gradi di libertà, forze non conservative, relatività etc.): la teoria è tutt'ora in via di rapido sviluppo. A noi basta aver accennato brevemente alle sue linee fondamentali, per richiamare l'attenzione dei fisici italiani su questa teoria, che sembra gettare un po' di luce sul mistero dei quanti.

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Comunicazioni scientifiche svolte alla Riunione di Roma del Dicembre 1926.

Prof. ALESSANDRO AMERIO: *Commemorazione del Prof. Naccari* - Riportata in esteso nella prima parte di questo numero.

Prof. QUIRINO MAJORANA: *Commemorazione del Prof. Francesco Piola* - Comparirà in esteso in uno dei prossimi numeri.

Prof. Sen. ORSO MARIO CORBINO: *Nuove teorie della pila* - Comparirà in esteso nel numero di marzo sotto il titolo: *Effetto Volta e la teoria elettronica*.

Prof. ENRICO FERMI: *La meccanica ondulatoria e il momento magnetico degli atomi* ⁽¹⁾.

SCHROEDINGER ⁽²⁾ ha recentemente proposto una espressione che permette di esprimere la densità j delle correnti elettriche intratomiche per mezzo dello scalare di campo ψ della sua meccanica ondulatoria. Nel caso di sistemi che contengano un solo elettrone la sua espressione si riduce a

$$(1) \quad j = \frac{he}{4\pi mc} (\psi \operatorname{grad} \bar{\psi} - \bar{\psi} \operatorname{grad} \psi).$$

Tale espressione della corrente permette di calcolare il momento magnetico dell'atomo, o meglio la parte di esso che non è dovuta al momento magnetico intrinseco degli elettroni (elettrone rotante). Se si suppone infatti che l'atomo sia situato in un campo magnetico esterno H si trova che ψ può mettersi sotto la forma ⁽³⁾

$$\psi = f(\theta, r) e^{in_1 \varphi} e^{2\pi i \frac{E}{h} t}$$

dove r, θ, φ sono coordinate polari, $f(r, \theta)$ rappresenta una funzione reale, ed n_1 è un numero intero che corrisponde al numero quantico magnetico della vecchia teoria.

Per mezzo della (1) si trova allora che le linee di corrente sono dei cerchi col centro sopra l'asse; per modo che l'atomo viene, per effetto di queste

⁽¹⁾ « Nature », 118, 1926, p. 876.

⁽²⁾ E. SCHROEDINGER, « Ann. d. Phys », 81, 1926, p. 109.

⁽³⁾ FOCK, « Zeits. f. Phys », 28, 1926, p. 242.

correnti, ad avere un momento magnetico parallelo all'asse stesso, il cui valore risulta dato da

$$\mu = - \frac{he}{4\pi mc} n_1$$

cioè dal prodotto del numero quantico magnetico n , per il magnetone di BOHR, come appunto dovevamo attenderci.

Prof. ANTONIO CARRELLI: *Doppia rifrazione di origine paramagnetica.*

L'A. tratta del fenomeno di doppia rifrazione che presentano le sostanze poste in campo magnetico e osservate in direzione normale alle linee di forza nel caso che esse siano paramagnetiche. Fondandosi sulla teoria del paramagnetismo del LANGEVIN, analogamente a quanto è stato fatto dal LADENBURG per l'effetto di rotazione del piano di polarizzazione, l'A. dà le formule della doppia rifrazione in tale caso, formule da cui risulta che la presenza del paramagnetismo fa sì che il segno della doppia rifrazione è lo stesso ai due lati di una riga di assorbimento, e ciò a differenza della doppia rifrazione normale, in cui si osservano segni opposti dai due lati (effetto VOIGT-WIECHERT). Dall'esame del materiale sperimentale già noto l'A. fa vedere che tale particolarità può osservarsi nel caso di cristalli di terre rare fortemente paramagnetici cimentati in campi magnetici intensi e alla temperatura dell'aria liquida.

Dott. GIORGIO TODESCO: *Sulle correnti termoelettriche accidentali nel bismuto* - Riportata in esteso nella prima parte di questo numero.

Prof. Ing. GIOVANNI GIORGI, anche a nome della Prof. MARIA ROSATI: *Sulla legge della composizione dei colori.*

Considerando i colori quali essi appaiono all'occhio, gli A.A. si sono preoccupati di rintracciare le leggi precise in base a cui, componendo più colori, sia in cromia addittiva, sia in cromia sottrattiva, sia in cromia mista, si può determinare il colore risultante. Il problema di associare biunivocamente tutti i possibili colori ai punti di un continuo geometrico in guisa tale che il risultante di due colori si trovi sulla retta congiungente dei punti rappresentativi e si determini con la legge del baricentro, ammette una risoluzione unica. Il continuo che così si determina, in base a esperimenti degli A.A., risulta essere una regione tridimensionale, che non coincide né con la piramide di LAMBERT né con la semisfera di CHEVREUL, né con altre figure già note, ma ha forma subpoliedrica, approssimativamente uguale a quella di un tetraedro con tre vertici smussati.

I risultati di HELMHOLTZ, MAXWELL e OSTWALD, che hanno creduto indicare il giallo come complementare del blu, e il verde come non complementare del rosso, vengono dimostrati erronei; essi dipendono da non aver usato pigmenti abbastanza vicini ai colori fondamentali e dall'aver confuso

la croma addittiva con la composizione fatta a mezzo dei dischi giranti, la quale è invece una croma mista.

La nuova legge corretta della composizione dei colori permette di determinare a priori con quale scelta di colori e in quale numero minimo, dovrà essere composta la tavolozza di un pittore o quella di un esecutore di arti grafiche, per ottenere con le loro combinazioni tutti i colori di una gamma prefissata.

Molti fenomeni fin qui ritenuti anormali, o attribuiti a pretese reazioni fisiche o chimiche dei pigmenti fra loro o ad altre cause imprecise, vengono spiegati direttamente come conseguenza di una legge geometrica generale.

Una comunicazione, o una serie di comunicazioni più complete saranno presentate dagli AA. ulteriormente.

Prof. ENRICO PERSICO, *La meccanica ondulatoria* - Riportata in esteso nella seconda parte di questo numero.

Prof. ENRICO FERMI: *La larghezza e la forma delle righe di emissione nella meccanica ondulatoria.*

Nella meccanica ondulatoria di SCHROEDINGER si suppone che il meccanismo dell'emissione delle righe spettrali coincida col meccanismo della teoria elettrodinamica classica. Si trova precisamente che se ad un certo istante l'atomo si trova contemporaneamente in due stati quantici che corrispondono alle energie E_1 ed E_2 , il suo momento elettrico varia periodicamente con la frequenza $\frac{E_2 - E_1}{h}$ e a questa variazione del momento elettrico corrisponde appunto, secondo la elettrodinamica classica, la emissione di una riga spettrale con la frequenza $\frac{E_2 - E_1}{h}$.

Ora si trova che l'intensità di questa irradiazione risulta proporzionale al prodotto delle intensità dei due stati quantici e risulta quindi nulla quando l'atomo si trova in uno stato quantico solo.

Quando invece l'atomo si trova contemporaneamente nei due stati quantici, e quindi irradia energia, esso è soggetto a una reazione della radiazione emessa, la quale ha per effetto di aumentare l'intensità dello stato di minore energia (E_1) ai danni di quella dello stato di energia più grande (E_2). Cosicchè l'effetto della irradiazione è di far passare l'atomo poco alla volta nello stato di energia minore; naturalmente, completato questo processo, la irradiazione si arresta.

Il processo dell'emissione di una riga spettrale può dunque descriversi al modo seguente. Supponiamo che l'atomo si trovi inizialmente nello stato quantico E_2 . In questo stato l'atomo non irradia energia, e quindi, in assenza di perturbazioni esterne, esso potrebbe rimanervi indefinitamente. Vediamo subito però che lo stato E_2 è instabile: supponiamo infatti che una piccola perturbazione esterna produca la formazione di una piccola quantità dello stato quantico inferiore E_1 . Allora incomincerà subito la irradia-

zione la quale, per quanto si è detto, ha per effetto di produrre il passaggio dallo stato E_1 allo stato E_2 . Mentre avviene questo passaggio si ha l'emissione della luce.

Per trovare la forma e la larghezza della riga spettrale emessa basta osservare che l'ampiezza dell'emissione varia durante il passaggio dell'atomo tra i due stati quantici, crescendo di nuovo asintoticamente a zero. Si può allora sviluppare tale ampiezza in un integrale di FOURIER e si trova la distribuzione delle componenti puramente armoniche di cui essa è costituita.

Si trova così che la forma della riga di emissione è simile ad una curva degli errori, la cui larghezza, per le righe degli spettri visibili risulta dell'ordine di grandezza di $10^{-4}A$.

Prof. CARLO DEL LUNGO: *Sopra l'effetto DOPPLER e il movimento assoluto.*

L'A. si propone di richiamare l'attenzione sopra certe particolarità del fenomeno DOPPLER, che presentano un particolare interesse relativamente ad alcune questioni della Fisica attuale, specialmente per quella della determinazione del movimento assoluto.

Sia S una sorgente vibrante in un mezzo omogeneo, ed O un osservatore; sia c la velocità di propagazione delle onde ed n la frequenza, e quindi $\lambda = \frac{c}{n}$ la lunghezza d'onda.

Se l'osservatore si muove lungo la linea OS con una velocità u (verso S), riceve nell'unità di tempo non più, n onde ma

$$n_1 = n \frac{c + u}{c}$$

con una lunghezza *apparente*

$$\lambda_1 = \lambda \frac{c}{c + u}.$$

Se invece è la sorgente che si muove con velocità v (verso O) le onde che arrivano in O sono *effettivamente* più corte, avendo la lunghezza

$$\lambda_1 = \lambda \frac{c - v}{c}.$$

L'A. crede che a certi effetti (per esempio la formazione delle onde stazionarie nella riflessione) la *variazione effettiva* della lunghezza λ , debba distinguersi dalla *variazione apparente*, e quindi il movimento della sorgente da quello dell'Osservatore.

Nel caso generale che l'una e l'altro si muovano con le velocità u e v (contate positivamente come sopra), la lunghezza d'onda ricevuta dall'osservatore, sarà

$$\lambda_1 = \lambda \frac{c - v}{c + u}.$$

Facendo $\partial\lambda = \lambda_1 - \lambda$ abbiamo $-\frac{\partial\lambda}{\lambda} = \frac{u+v}{c+u}$ e indicando la *velocità relativa* con $w = u + v$

$$-\frac{\partial\lambda}{\lambda} = \frac{w}{c+u}.$$

La variazione spettroscopica non dipende dunque soltanto dalla *velocità relativa*, ma è funzione delle due *velocità*. Il massimo della *variazione* si ha quando $u = 0$, nel qual caso

$$-\frac{\partial\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

è dovuta tutta al movimento della sorgente.

Se il sistema di cui fan parte S ed O si trasporta con *velocità* α nella direzione SO , la *velocità relativa* w non cambia, mentre in luogo di u bisogna porre $u + \alpha$ avendo

$$\left(-\frac{\partial\lambda}{\lambda}\right)_1 = \frac{w}{c+u-\alpha}$$

e invertendosi il movimento del sistema

$$\left(-\frac{\partial\lambda}{\lambda}\right)_2 = \frac{w}{c+u+\alpha}.$$

Quindi dalle due osservazioni si dovrebbe ricavare il valore di α .

Per esempio, sia S una sorgente di raggi anodici o positivi, e v la loro *velocità* nella direzione SO ; ed α la *traslazione* della Terra nella stessa direzione, essendo l'osservatore fermo rispetto alla sorgente. Si avrà, invertendo l'apparecchio di 180° o facendo l'osservazione in ore diverse, in valore assoluto

$$+\left(\frac{\partial\lambda}{\lambda}\right)_1 - \left(\frac{\partial\lambda}{\lambda}\right)_2 = \frac{v}{c-\alpha} - \frac{v}{c+\alpha} = v \cdot \frac{2\alpha}{c^2 - \alpha^2} = 1,3 \cdot 10^{-6}$$

ponendo $v = 2000$, $c = 3 \cdot 10^5$, $\alpha = 30$.

Per escludere supposti effetti di *relatività*, si può lasciare invariata la sorgente e la direzione di emissione, osservando la luce anodica in direzione opposta a quella di emissione, il che è certamente possibile, o almeno con incidenza molto obliqua; la differenza fra le due osservazioni darebbe

$$\frac{v}{c-\alpha} + \frac{v}{c+\alpha} = \text{approssimativamente } \frac{2v}{c} = 1,3 \cdot 10^{-2}$$

valore misurabilissimo.

WILSAR (*Ann. der Physik* 1912) ha osservato nello spostamento delle righe dell' H , dovuto alla *velocità* delle particelle anodiche, valori di $\frac{\partial\lambda}{\lambda}$ che vanno da $14,3 \cdot 10^{-4}$ a $31,5 \cdot 10^{-4}$ variando la tensione da 1000 a 16000 volta.

Prof. RAINERO MAGINI: *Nuove ricerche sulla scarica nei gas rarefatti.*

Una sola delle molte incertezze relative alla scarica può dirsi ora interamente superata: non esiste alcuna caduta di potenziale ad immediato contatto del catodo. La pretesa discontinuità osservata nel passato era imputabile all'uso delle sonde. Le ricerche di ASTON, confermate ed integrate da altre più recenti, forniscono sicure notizie sulla distribuzione del potenziale e del campo entro lo spazio oscuro. Permane qualche dubbio sulla distribuzione delle cariche spaziali e si ignorano completamente altre cose; per esempio, quale frazione di corrente sia trasportata dagli ioni positivi e quale dagli elettroni. Gli ultimi lavori di J. J. THOMSON rimettono in discussione lo schema ormai quasi da tutti accettato sul meccanismo della scarica. Gli elettroni non produrrebbero direttamente ioni nello s. o., gli ioni positivi non distaccherebbero elettroni, i raggi catodici partirebbero con una stessa velocità soltanto dal catodo e tutto il processo sarebbe dovuto a tre distinte radiazioni penetranti.

Le numerose esperienze compiute dal MAGINI col metodo fotografico gli permettono di dissentire da talune di queste vedute. Lo studio dei catodi gli ha dimostrato che ad ogni fascio catodico lento *si contrappone* un fascio canale, il cui andamento e carattere sono determinabili a priori in base agli elementi del primo e questo significa che una delle radiazioni non agirebbe se non nella direzione stessa dei raggi catodici. Il MAGINI riassume a questo punto i risultati pubblicati ed altri da pubblicare. Egli trova che i raggi catodici hanno una stessa velocità al limite dello s. o. ed oltre, mostrano invece di avere velocità diverse se vengono aggrediti in punti più prossimi al catodo. Ne risulta che essi hanno origini distinte e che l'azione degli ioni positivi si esalta nelle vicinanze del catodo. Ponendo a terra un filo metallico introdotto nello s. o., esso diviene un catodo secondario che si riveste di una guaina di ioni positivi e di un proprio s. o., che riflette alcuni elettroni emessi dal catodo principale ed obbliga molti altri a formare una scia, la cui apertura si mantiene costante trasportando il filo attraverso lo s. o. e la luce negativa. L'esperienza si presta a molte considerazioni ed ha permesso di dimostrare che la scarica richiede un *tempo finito* prima di acquistare un regime stazionario.

Nei riguardi del catodo il MAGINI non crede alla fotoemissione dal metallo. Egli ha avuto dei fasci potenti di raggi catodici dal vano dei catodi vuoti, senza il concorso *diretto* del metallo, e solo a bassa pressione l'emissione da questo accennava a prendere il sopravvento. Ma non vi possono essere due processi distinti per l'emissione dei raggi. In ambedue i casi il campo raggiunge un massimo a brevissima distanza dal catodo (gassoso o metallico), poi decresce procedendo verso il catodo. In questo intervallo prevale la carica spaziale negativa e da tale guaina gli ioni positivi distaccano gli elettroni. La diminuzione del campo è a sua volta conseguenza della perdita di molti ioni positivi.

Il MAGINI accenna infine al complesso contegno dei catodi multipli e all'origine dei raggi canali. In ogni taglio del catodo un solo orlo interno

emette i raggi catodici e l'altro li guida secondo un foglietto elettronico lento di grande densità, che origina il pennello canale corrispondente; mentre i raggi emessi dal fronte del catodo generano una radiazione positiva diffusa. Un'ultima esperienza dimostra la genesi dei raggi canali e la trasformazione dello strato aderente.

Prof. CARLO GAUDINO: *Sviluppo dell'elettricità dalle origini sino a Volta.*

L'opera di Volta, così esordisce l'Oratore, non è morta, perchè tutte le nazioni gareggiano per dare la più ampia soluzione ai molteplici problemi, che trovano la loro causa prima nella pila, l'invenzione della quale è il più grande avvenimento scientifico dell'era moderna. L'Oratore espone poi succintamente lo sviluppo avuto dalla scienza elettrica prima del VOLTA, argomento di questa sua prima comunicazione. Enumera gli ostacoli, per cui le scienze fisiche non si svilupparono prima del GALILEI, fondatore delle scienze sperimentali. Rimane pertanto isolata l'antica scoperta greca della proprietà dell'*electron*, fino alla fine del XVI secolo, quando GILBERT scoprì che molte altre sostanze avevano la proprietà dell'*ambra*.

Poco contributo dà il 600 all'elettricità: soltanto OTTONE DI GUERICKE verso la metà del secolo crea in embrione la prima macchina elettrica a strofinio a globo di zolfo, sostituito verso la fine del secolo vantaggiosamente con un globo di vetro dall'*HAWKSBEE*.

Nel 700 l'elettricità muove ancora qualche passo: nel 1727 il GRAY ed il WHEELER distinsero i corpi in buoni e cattivi conduttori: pochi anni dopo il DU FAY precisò l'esistenza di due opposti stati elettrici ed elettrizzò il corpo umano, coadiuvato in questa esperienza dall'abate NOLLET.

Il RAMSDEN nel 1768 perfezionò le macchine elettriche, sostituendo al cilindro di vetro un disco della stessa sostanza.

Un'invenzione che diede esca a nuove ricerche fu quella della bottiglia di Leida, fatta nel 1746 dal MUSSCHENBROEK. L'ALLAMAN e il WINKLER coraggiosamente ripeterono le prove con simili condensatori, che allora costituivano un pericolo molto grave, e pure l'abate NOLLET si acquistò grande rinomanza, facendo un'esperienza del genere a Versailles su un'intera compagnia di guardie francesi. Seguono le esperienze sul fiume Tamigi di CAVENDISH ed altri, per dimostrare la grandissima velocità di propagazione della scarica elettrica attraverso l'acqua del fiume.

La spiegazione della bottiglia di Leida fu però data da BENIAMINO FRANKLIN, nato a Boston nel 1706. Le sue famose lettere da Filadelfia dirette a Londra al COLLINSON, danno una spiegazione dei fenomeni elettrici basata sull'ipotesi di un solo fluido elettrico, ed annunciano all'Europa la dimostrazione dell'identità del fulmine colla scintilla elettrica. Già nel XVI secolo DESCARTES aveva trasportato la spiegazione del fulmine dal campo soprannaturale al naturale. FRANKLIN, scoperto dapprima il potere delle punte, proclamò che la nube procellosa era elettrizzata e si poteva scaricare accostandole una sbarra di ferro appuntita. BUFFON, DALIBARD si mostrarono entusiasti di FRANKLIN, e il 10 maggio 1752 il priore del paese,

dove il DALIBARD aveva apprestata un'esperienza da farsi in un temporale, sostituendosi al DALIBARD assente, prese la prima scossa dall'elettricità della procella. Poi il RICHMAN russo, isolando un'asta metallica e traendone scintille in un temporale del 6 agosto 1753, vi trovò la morte.

Intanto il P. BECCARIA di Mondovì, a cui si intitola il Liceo, nel quale insegna l'Oratore, già famoso pel cervo volante, pei razzi, con numerose e sagge esperienze porta importanti contributi alle cognizioni elettriche: classica è la sua esperienza detta « del pozzo di Beccaria », sua la scoperta delle azioni chimiche delle scariche elettriche, da lui la precisazione e l'impulso dato agli studi dell'elettricità atmosferica. Seguendo il BECCARIA, il francese ROMAS nel 2 gennaio 1753, col cervo volante, a cui era appesa una lunga corda bagnata e terminata con un tubicino di latta, traeva da questo scintille.

Nel 1760 FRANKLIN fece costruire il primo apparecchio parafulmine, poco diverso dall'odierno. Inghilterra e Francia ne presero interesse, ma per osteggiarlo. Il P. BECCARIA sostenne FRANKLIN contro gli inglesi, avversi a lui principalmente per ragione della guerra anglo-americana. Intanto in Francia l'abate NOLLET, forse per gelosia, confutava la teoria del fluido unitario del FRANKLIN, e negava l'azione del parafulmine sulla elettricità delle nubi procellose. Ma Robespierre, avvocato di un certo Visseri di Saint-Omer, che primo aveva eretto in Francia un parafulmine, contrariamente ad una legge emanata, riuscì vincitore difendendo una causa intentata al Visseri.

In Italia nel 1776 a Siena fu eretto il parafulmine di FRANKLIN sulla sua bella torre, poi nello stesso anno sul campanile di S. Marco, per opera dell'astronomo Toaldo.

E colle polemiche pro e contro il parafulmine si giunge appunto al momento storico, in cui il sommo VOLTA sta svolgendo la sua attività per il progresso della scienza. L'elettricità sorta quindi con GILBERT al principio del secolo XVII resta nell'infanzia sin quasi a VOLTA. Infatti soltanto la sua produzione e condensazione, i principali effetti della scintilla e la natura del fulmine, ne sono i primi passi.

L'epoca del COULOMB, del GALVANI e del VOLTA s'inizia, aprendo all'elettricità nuovi e vasti orizzonti.

Prof. DOMENICO MAZZOTTO: *Il triodo melodico* - Comparirà in esteso in uno dei prossimi numeri.

Prof. CESARE RIMINI: *Geometria e correnti alternate* ⁽¹⁾.

La possibilità di applicare la Geometria alla tecnica delle correnti alternate riposa essenzialmente sulla rappresentazione delle grandezze alternate mediante i numeri complessi nel modo ben noto, che consiste nel sostituire

⁽¹⁾ Gli argomenti trattati in questa comunicazione trovano un ampio svolgimento in una monografia pubblicata nel periodico « L'Elettrotecnica », anno 1926, n. 13 a 18.

alla considerazione della grandezza alternativa sinusoidale $A \cos(\omega t + \varphi)$ il numero complesso $Ae^{j\varphi}$ ($j = \sqrt{-1}$) avente per modulo l'ampiezza e per argomento la fase: il valore istantaneo della grandezza alternativa considerata viene a coincidere con la parte reale del numero complesso or ora scritto, previamente moltiplicato per il fattore $e^{j\omega t}$ variabile col tempo. Geometricamente, $Ae^{j\varphi}$ rappresenta un punto (o vettore piano) ed il fattore $e^{j\omega t}$ è un vettore rotante: il prodotto dei due è pure un vettore rotante, la cui proiezione sull'asse reale fornisce i valori della grandezza alternativa supposta.

La soppressione del fattore $e^{j\omega t}$ in tutte le relazioni traducenti legami fisici fra grandezze alternative di ugual frequenza non altera la validità delle formule, in quanto che esse contengono omogeneamente le grandezze alternative stesse, e conferisce alle relazioni l'aspetto semplicissimo di equazioni algebriche a termini complessi immediatamente traducibili in relazioni geometriche fra i vettori piani equivalenti. E la variabile temporale scompare anche da quelle relazioni che la involgono per via differenziale, inquantochè la derivazione di una grandezza alternativa rispetto al tempo equivale ad una moltiplicazione del corrispondente numero complesso per $j\omega$ il che produce una rotazione di 90° del corrispondente vettore ed una alterazione nel rapporto $1:\omega$ della ampiezza.

La traduzione delle relazioni esistenti fra le grandezze alternative in giuoco in un determinato sistema circuitale, o apparecchio elettrico, conduce sempre a sistemi di equazioni lineari, le cui formule risolutive contengono, a guisa di parametri, gli elementi del sistema considerato, che possono ritenersi come le variabili indipendenti del problema. Quando queste si riducano ad una sola a variazione reale, si può considerare il *diagramma* della corrispondente grandezza alternativa X , cioè la curva che, nel piano complesso, è rappresentata dalla equazione parametrica $X = f(t)$ dove f è funzione complessa della variabile reale t .

Nei casi più correnti della pratica, la $f(t)$ si presenta come il quoziente di due espressioni razionali intere (polinomi) in t , con che la curva rappresentata dalla precedente equazione è una curva algebrica, il cui grado dipende dai gradi dei polinomi numeratore e denominatore, e che, generalmente, passa per i punti ciclici del piano il massimo numero di volte compatibile con il suo ordine: si ottengono cioè dei cerchi (numeratore e denominatore di 1° grado): delle cubiche circolari (numeratore di 2° grado e denominatore di 1° grado): delle quartiche bicircolari (numeratore e denominatore di 2° grado) ecc.

Per es., assunta per variabile indipendente la velocità angolare, per la macchina asinersona polifase, si trova un cerchio, per la monofase asinersona, un cerchio contato due volte (quartica bicircolare degenera), per le macchine polifasi a collettore e per talune macchine monofasi a collettore, ancora un cerchio, per la macchina monofase a collettore compensata Latour, una quartica bicircolare, per il sistema di n macchine polifasi in cascata coi rotor rigidamente accoppiati si ha una curva d'ordine $2n$, che passa n volte per ciascuno dei due punti ciclici ecc. ecc.

Tali diagrammi hanno dunque una singolare relazione coi punti ciclici del piano, e l'intima ragione di ciò è da ravvisarsi nel fatto che essi traggono la loro origine dalla interpretazione geometrica di espressioni frazionarie, e che la divisione fra i numeri complessi implica, fra le relative immagini geometriche, una corrispondenza per raggi vettori reciproci, la quale, come si sa, è una trasformazione quadratica del piano, avente per punti eccezionali il polo ed i punti ciclici.

I diagrammi così costituiti sono anche di grande giovamento nello studio grafico delle grandezze di carattere energetico in giuoco nei corrispondenti sistemi circuitali. Ricordando che una potenza elettrica W , nel caso di grandezze alternative, corrisponde, salvo un inessenziale fattore numerico, al prodotto scalare dei vettori rappresentativi delle grandezze stesse, essa potenza sarà in generale una funzione (scalare) del punto P rappresentativo dello stato variabile del funzionamento dell'apparecchio, e si dimostra che, se L è la curva luogo dei punti P cui compete il valor nullo di W , la potenza geometrica del punto generico P rispetto ad L fornisce una misura di W . Qui per potenza di un punto $P \equiv (x, y)$ rispetto ad una curva piana $f(x, y) = 0$ si intende il valore che la f assume in P ; così per la retta la potenza corrisponde alla distanza, per il cerchio alla ordinaria potenza ecc. Valendosi di questa proposizione fondamentale, si riesce facilmente a costruire le curve L relative ad ogni prestabilita grandezza energetica; nella maggior parte dei casi che occorrono nella tecnica, esse risultano cerchi, e nel caso in cui il punto P , pel peculiare comportamento dell'apparecchio, sia vincolato a percorrere un diagramma circolare, a tali cerchi si possono sostituire delle convenienti rette. È così che si può fondare una completa trattazione geometrica delle potenze elettriche, che si distingue per la sua evidenza e generalità. Ulteriori semplificazioni si possono conseguire sottoponendo le figure così ottenute ad opportune trasformazioni geometriche, segnatamente quelle per raggi vettori reciproci.

Osservando poi che le curve fondamentali relative alla potenza estrinsecata od a quella assorbita da un determinato apparecchio non sono altro che i luoghi dei punti di funzionamento che adducono ai valori $0, \infty$ del rendimento elettrico dell'apparecchio stesso, si è condotti a considerare, più generalmente, i luoghi dei punti cui compete un valore generico η del rendimento stesso. Per tale via si perviene a curve costituenti un fascio ed il valore del rendimento corrispondente ad uno stato di funzionamento qualsiasi si può geometricamente dedurre con la sola conoscenza di tre curve del fascio stesso (per es. le due precedenti e quella delle potenze perdute): la sua valutazione grafica conduce generalmente alla determinazione di un birapporto di quattro cerchi o di quattro rette di un fascio che, con facili trasformazioni proiettive, è sempre riducibile ad una ascissa.

Dott. GLEB WATAGHIN: *Sulla teoria balistica.*

L'A. espone alcune prove contrarie all'ipotesi balistica, cioè all'ipotesi che, in un sistema inerziale qualunque, la velocità della luce v è somma geometrica della velocità u della sorgente all'istante di emissione e della

velocità c della luce (costante in modulo) relativa a quel sistema inerziale, che possiede la velocità u rispetto al dato (ipotesi A):

$$(1) \quad v = u + c \quad \text{mod } c = c = \text{cost.}$$

Prova sperimentale. - L'A. stabilisce la legge della riflessione balistica introducendo oltre all'ipotesi A altre due ipotesi, che possono essere in parte giustificate da esperienze di Q. MAJORANA. Dalle misure, fatte da Q. MAJORANA, dell'effetto DOPPLER di una sorgente terrestre coll'interferometro di MICHELSON si deduce che, se u è normale allo specchio in quiete (rispetto all'osservatore) allora, per incidenza normale, la velocità della luce riflessa è $c - u$ [mentre la velocità della luce incidente è, per ipotesi, $c + u$], cioè per il raggio riflesso è ancora valida la formola (1).

Se si fanno le ipotesi: ipotesi B (giustificata dalla considerazione precedente) che la (1) vale anche per il raggio riflesso, e l'ipotesi C, che esiste almeno in sistema inerziale, in cui le traiettorie dei raggi luminosi soddisfano al principio di FERMAT, allora si dimostra, che il principio di FERMAT vale per qualsiasi altro sistema inerziale, e che la legge della riflessione, nel caso in cui u sta nel piano di incidenza, è espressa dalla formola:

$$(2) \quad r - i = \frac{u^2}{c^2} \sin 2i \cos^2 i$$

ove i e r sono gli angoli di incidenza e di riflessione, mentre φ è l'angolo che u forma colla normale (computato in un verso opportuno). La differenza $r - i$ è del 2° ordine nel rapporto $\frac{u}{c}$.

La formola (2) è suscettibile di una verifica sperimentale. L'esperienza è stata eseguita dall'A. coi raggi canale. Lo studio dell'effetto DOPPLER ha permesso di misurare il rapporto $\frac{u}{c}$ per questi raggi. Ma l'esperienza sulla riflessione della luce emessa da particelle canale veloci non ha rilevato la differenza $r - i$ prevista dalla teoria balistica. Donde la necessità di abbandonare una delle ipotesi A) B) C), che conducono alla (2). L'A. ritiene che l'abbandono di una delle ipotesi B o C condurrebbe la teoria balistica in difficoltà inestricabili, e conclude che la via più semplice è l'abbandono dell'ipotesi fondamentale A.

Prove astronomiche. - L'A. riferisce le ricerche di CORBINO e LEVI-CIVITA, di THIRRING, di BERNHEIMER e dell'A. stesso relative alle conseguenze, che porta la teoria balistica nello studio delle stelle doppie. LEVI-CIVITA e CORBINO dimostrano che nella teoria balistica la formola dell'effetto DOPPLER risulta diversa da quella solita, se si collega il concetto di frequenza di una radiazione col concetto classico del numero di onde emesse da un atomo nell'unità di tempo, e precisamente, che all'effetto DOPPLER ordinario (« effetto di velocità ») si sovrappone un « effetto DOPPLER di accelerazione ». Questa formola conduce a conclusioni assurde sulla costituzione delle doppie.

Facendo altre ipotesi sulla frequenza della luce, si può stabilire altre formole « balistiche » per l'effetto DOPPLER, per esempio si può arrivare alla formola ordinaria di questo effetto. Nascono allora altre difficoltà. Anzitutto risulta dagli studi di vari Autori (in particolare di ZURHELLEN, di LA ROSA e di BERNHEIMER), che se valesse la formola ordinaria dell'effetto DOPPLER, allora per esempio per la doppia *W. Ur. Ma* la luce arriverebbe all'osservatore terrestre contemporaneamente da 900 posizioni diverse di una delle componenti, distribuite circa uniformemente sulla rispettiva orbita. Questa sovrapposizione della luce 1) dovrebbe dare luogo a un allargamento costante delle righe spettrali (in luogo dello sdoppiamento periodico effettivamente osservato) 2) dovrebbe rendere minima la variazione di intensità per le doppie a eclisse (stelle variabili). Entrambe queste conclusioni sono contraddette dall'esperienza.

Se poi si volesse tentare di stabilire una nuova formola balistica per l'effetto DOPPLER in modo da eliminare la sovrapposizione citata, si troverebbe in ogni caso in contrasto con l'esperienza di MAJORANA soprariferita.

L' A. conclude che l'ipotesi balistica è contraddetta da osservazioni astronomiche ben accertate e da risultati sperimentali noti.

Prof. GIORGIO VALLE: *Onde stazionarie nei sistemi in moto ed effetto DOPPLER.*

Partendo dall'ipotesi classica dell'etere immobile (K) e tenendo presente che la velocità C' , con la quale le onde elettromagnetiche si propagano nel vuoto, lungo un raggio e verso un punto generico A di un sistema K' , in moto rispetto a K con la velocità costante V , è

$$C' = C \left\{ \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \varphi} + \beta \cos \varphi \right\} \quad (1)$$

(φ angolo formato in A dal raggio, che vi arriva, con la direzione di V ; C , velocità di propagazione costante in K ; $\beta = \frac{V}{C}$), si può dimostrare, con un calcolo analogo a quello che si fa per un sistema in quiete, che anche nel sistema in moto K' si formano, ad onta del vento etereo, delle onde stazionarie davanti a ogni superficie, che rifletta i raggi nella stessa direzione da cui provengono. Le onde stazionarie in K' risultano definite dall'equazione

$$x = 2A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda'} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} + \frac{x}{\Lambda'} \right),$$

dove x rappresenta la distanza del punto considerato dalla superficie riflettente, τ il periodo comune alle oscillazioni d'ogni punto, $\lambda = C\tau$ la lunghezza d'onda, che a questo periodo corrisponderebbe nel sistema K , e risp. Λ' sono date dalle relazioni

$$\lambda' = \lambda \frac{1 - \beta^2}{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \varphi}}, \quad \Lambda' = \lambda \frac{1 - \beta^2}{\beta \cos \varphi},$$

(1) G. VALLE, « Nuovo Cim. », N. S., II, 1925.

in cui ϑ significa l'angolo formato dai raggi interferenti con la direzione di V . Fra le onde stazionarie in K e quelle in K' sussiste però questa sostanziale diversità: nelle prime, l'eccitazione è, ad ogni istante e in ogni punto fra due nodi consecutivi, in concordanza di fase; nelle seconde, la fase varia invece con continuità a partire dalla superficie riflettente ed è identica soltanto per i punti dello stesso raggio, che distano fra di loro di Δ' . Il profilo di un'onda stazionaria in K' ha perciò ad ogni istante l'aspetto di una curva di battimenti. Per $\vartheta = 0$, la distanza Δ' è minima, benchè ancora notevolissima (per $\beta = 10^{-4}$ p. es., 10^4 lunghezze d'onda); per $\vartheta = 90^\circ$ essa è invece infinitamente grande. Quando il sistema si muove perpendicolarmente ai raggi, le onde stazionarie si manifestano cioè, in quanto riguarda la concordanza di fase, come se il sistema fosse in quiete. La lunghezza dell'onda stazionaria λ' è invece, in tutti i casi, diversa da quella, che si ritroverebbe, per lo stesso periodo, nel sistema $K(\lambda)$.

Le leggi così trovate per le onde stazionarie in un sistema in moto, si possono applicare senz'altro al caso delle oscillazioni elettriche di un conduttore filiforme rettilineo di lunghezza l , isolato agli estremi e in moto con la velocità V rispetto all'etere. In particolare, il periodo fondamentale τ di queste oscillazioni è determinato dalla condizione, che la lunghezza l sia eguale alla metà della lunghezza λ' delle corrispondenti onde stazionarie nel vuoto, che circonda il filo. Da questa condizione si ricava subito

$$\tau = \tau_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \vartheta}}{1 - \beta^2},$$

dove τ_0 rappresenta il periodo $2l/C$, che avrebbe l'oscillatore stando fermo. ϑ la sua inclinazione rispetto alla velocità V e β , come sempre, l'aberrazione V/C . Il periodo proprio di un oscillatore elettromagnetico rettilineo dipende adunque dal valore e dalla direzione della sua velocità. È importante, fra tutti, il caso che l'oscillatore sia perpendicolare al movimento ($\vartheta = 90^\circ$), perchè allora valgono per esso le considerazioni più semplici, che si riferiscono a una sorgente puntiforme di onde *e. m.* Funzionando da sorgente, l'oscillatore rettilineo di lunghezza l emetterà allora onde col periodo

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

funzionando da risonatore e raggiunto, col periodo τ , da onde *e. m.*, esso dovrà assumere all'incontro, per accordarsi con esse, una lunghezza

$$l = \frac{C\tau}{2} \sqrt{1 - \beta^2},$$

sicchè la loro lunghezza, misurata col risonatore in moto, sarà:

$$\lambda' = C\tau \sqrt{1 - \beta^2}.$$

Naturalmente, ciò non potrà constatarsi se l'oscillatore, che emette le onde (M), e quello, che le riceve (R), apparterranno al medesimo sistema K'

in movimento. L'accorciamento della lunghezza d'onda, dovuto al ricevitore, neutralizzerà l'accrescimento del periodo di emissione, provocato dal moto dell'oscillatore mittente, e sarà ancora $\lambda' = c\tau_0 = \lambda_0$ come in un sistema fermo. Ben diversa si presenta invece la questione, se M ed R sono l'uno o l'altro o tutti e due in movimento. Lo stesso moto relativo, cinematicamente, si può allora immaginare realizzato, se si suppone l'esistenza dell'etere, in infiniti modi diversi. Tipici sono, in particolare, i due casi opposti, in cui M sia fermo ed R in moto con la velocità V oppure quest'ultimo sia fermo ed M si muova con la velocità $-V$. Indicando, in ambidue i casi, con φ , l'angolo secondo cui, da R , al momento dell'osservazione, si vede inclinata la congiungente RM rispetto alla direzione della velocità relativa V , si ottiene allora, nel primo caso (M immobile), tenendo conto della diversa velocità C' con cui le onde raggiungono il risonatore R in moto e della diversa lunghezza d'onda che quest'ultimo costringe a constatare:

$$\lambda' = \lambda_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \varphi} + \beta \cos \varphi};$$

nel secondo caso (R immobile), tenendo conto della variazione del periodo proprio di M e della particolare lunghezza d'onda, che, in conseguenza del moto della sorgente, compete al nuovo periodo nella direzione φ di ricezione:

$$\lambda' = \lambda_0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \varphi} - \beta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

I due valori trovati per λ' sono identici, come risulta subito, amplificando l'ultima relazione per $\{\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \varphi} + \beta \cos \varphi\}$. Vale dunque, anche nella teoria classica, per le onde elettromagnetiche, una formula relativista dell'effetto DOPPLER, mentre sembrerebbe necessario che, ammettendo l'etere, dovesse risultare per i casi trattati quella asimmetria di secondo ordine in β , che infatti si ritrova applicando le formule classiche ordinarie. Tra la formula nuova e quella di EINSTEIN sussiste solo una diversità formale, dovuta a una differente valutazione dell'angolo; per $\varphi = 0$, anche questa diversità scompare e si ha

$$\lambda' = \lambda_0 \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}},$$

come nella teoria della relatività.

Il Segretario
GIULIO DALLA NOCE

NOTIZIARIO

Il Congresso internazionale dei Fisici.

Per esigenze di spazio, siamo costretti a rimandare al prossimo fascicolo l'elenco degli aderenti al Congresso e il titolo delle loro comunicazioni; ma siamo lieti di poter dire fin da ora che la patria di Volta ospiterà, in settembre, moltissimi fisici di fama mondiale, i quali si occuperanno di problemi scientifici della più alta importanza. Il gran nome di Alessandro Volta suscita evidentemente anche nei fisici di oggi l'interesse che suscitò nei contemporanei: e ciò, anche se rende più arduo il nostro compito, non può non essere, per noi italiani, motivo di grande compiacimento. Possiamo aggiungere che, per fortuna, la fisica italiana farà a Como una delle sue più brillanti affermazioni.

Conferenza di Q. Majorana.

Della mente, delle ricerche di Volta e in particolare della sua scoperta immortale (« una delle più meravigliose fra le scoperte scientifiche compiute dall'uomo ») si è occupato magistralmente, nella conferenza di Como, Quirino Majorana, il quale ha pure fatto una rapida sintesi dello sviluppo dell'elettrologia da Volta ai nostri giorni e ha messo inoltre opportunamente in luce l'importanza delle « stupende scoperte » di Luigi Galvani. La conferenza è stata pubblicata integralmente nei fascicoli di novembre e di dicembre della rivista *Voltiana* di Como (via Unione 11) e (forse il lettore l'avrà già intuito) si può considerare, in un certo senso, come una sintesi anticipata del congresso dei fisici. Se non altro per questo ci auguriamo che il nostro Direttore lascerà passare la notizia.

L'edizione nazionale di Volta.

La R. Commissione Voltiana e Francesco Massardi lavorano febbrilmente. A breve distanza dal terzo volume, è già uscito il quarto: e il quinto è imminente. Il sesto e ultimo volume, che probabilmente sarà diviso in due tomi, uscirà entro l'anno.

Così Alessandro Volta avrà finalmente il monumento più degno.

sed. f.

RIVISTA

RECENTI VEDUTE SUL MECCANISMO DELLA RADIATIVITÀ

di RITA BRUNETTI

1. *Introduzione.* - La trasformazione spontanea degli elementi radiattivi è caratterizzata dalla emissione nucleare o di particelle α (atomi di elio doppiamente ionizzati) o di elettroni (particelle β). Questa emissione è accompagnata spesso da radiazione elettromagnetica, raggi γ .

Non era chiaro fin qui quale fosse il legame fra l'emissione corpuscolare e l'elettromagnetica. L'essere l'una piuttosto che l'altra l'origine della trasformazione di un nucleo in un altro porta a differenti concezioni del meccanismo che ha luogo nel nucleo degli elementi radiattivi. Il problema ha dunque importanza fondamentale nel capitolo della radiatività teorica. La sua soluzione pare ormai sicura: la emissione corpuscolare precede quella elettromagnetica.

Per valutare il metodo con cui essa è stata raggiunta, ed esaminare quale è il progresso fin qui fatto nella conoscenza del processo radiattivo è necessario premettere alla trattazione specifica alcune nozioni preliminari.

Livelli d'energia dell'atomo, raggi X e spettri corpuscolari.

2. *Livelli d'energia dell'atomo.* - Descriviamo alcuni fatti che si verificano in un atomo qualunque, che, per fissare le idee, supponiamo sia quello dell'argon.

Questo nella tavola di Mendelejeff occupa il 18° posto e porta sul nucleo 18 cariche positive circondate da 18 elettroni esterni distribuiti in orbite con sette diversi livelli d'energia rispetto al nucleo (fig. 1).

Due elettroni hanno un comune livello d'energia, livello *K* (111), e sono i più vicini al nucleo. Seguono 8 elettroni distribuiti su tre livelli d'energia poco differenti l'uno dall'altro, *L* (211), *L* (221), *L* (222) e precisamente 2 su *L* (211), 2 su *L* (221), quattro su *L* (222). Gli altri 8 elettroni stanno sopra altri 3 livelli, *M*, piuttosto lontani dagli *L*, ma vicini fra loro, con disposizione identica alla precedente.

Esistono in altri atomi più complessi altri due livelli *M*, 7 livelli *N* ecc., che nell'argon mancando di elettroni atti a coprirli funzionano già da livelli ottici, vale a dire da livelli su cui gli elettroni più superficiali possono per effetto di un lavoro esterno essere portati, cosicchè ricadendo sulle orbite inferiori danno luogo a emissione di energia elettromagnetica sotto forma di radiazioni dello spettro ottico caratteristico dell'argon.

3. *Emissione dei raggi X caratteristici.* - Dal livello M (322) al K (111) i posti occupabili da nuovi elettroni sono nell'atomo normale dell'argon completi, nè può quindi avvenire spostamento interno di questi.

Ma può darsi che un elettrone manchi dal suo posto nell'interno dell'atomo per essere risalito fino a livelli ottici o essersi allontanato definitivamente dall'atomo. In tal caso cosa avviene degli elettroni che rimangono?

Poniamo che manchi un elettrone K ; allora elettroni dei livelli superiori possono ricadere sull'inferiore K . L'atomo perde energia, che si manifesta

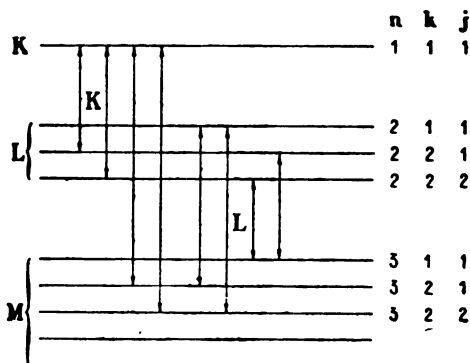


Fig. 1

all'esterno con emissione di energia di natura elettromagnetica costituita da una radiazione monocromatica.

Così possono aversi i passaggi $L(221) \rightarrow K$, $L(222) \rightarrow K$, $M(321) \rightarrow K$, $M(322) \rightarrow K$ e cioè le righe α_1 , α_2 , e il doppietto β_1 della serie K . Diversa è la probabilità di questi salti, diversa quindi l'intensità delle quattro righe.

Se mancasse invece un elettrone dell'orbita L (211) sarebbero possibili i passaggi $M(321) \rightarrow L(111)$, $M(322) \rightarrow L(111)$, cioè emissione di due righe della serie L .

L'estrazione di un elettrone interno all'atomo vale dunque a scatenare la emissione di radiazione X di differenti serie durante il processo di riassettamento dell'atomo stesso.

4. *Emissione degli elettroni.* - Quale può ora essere la causa della mancanza temporanea di un elettrone degli strati interiori dell'atomo? Essa è la stessa che determina negli elettroni superficiali lo spostamento di orbita, vale a dire un lavoro compiuto da una causa esteriore nell'atomo, in altri termini assorbimento d'energia da parte dell'atomo. Essa deve essere sufficiente a spostare un elettrone interno fino ai livelli ottici liberi (per l'argon N) o fino al livello d'energia posto a distanza infinita, e può, identicamente al caso ottico, essere fornita in due modi.

Un elettrone animato di forza viva o un «quanto» colpiscono l'atomo e gli cedano tutta la propria energia. Questa per un meccanismo di distri-

buzione interna, si localizza in uno degli elettroni anulari il quale si libera del proprio legame all'atomo. Prendiamo il caso che esso si sposti a distanza infinita. Perchè questo avvenga è necessario che l'energia cinetica dell'elettrone mobile $1/2 mv^2$ o il valore del quanto, $h\nu = h \frac{c}{\lambda}$, sia almeno eguale all'energia di legame W_i di uno degli elettroni atomici. Se $1/2 mv^2 \left\{ \begin{matrix} > W_i, \end{matrix} \right.$ allora l'eccesso di energia fornita, qualunque sia la sua forma iniziale, si trasforma in energia cinetica dell'elettrone libero, $1/2 mv_i^2$; così che

$$(1) \quad \left. \begin{matrix} 1/2 mv^2 \\ h\nu \end{matrix} \right\} = W_i + \frac{1}{2} mv_i^2.$$

La probabilità che un elettrone atomico si stacchi quando l'atomo assorbe energia sotto forma cinetica o radiante dipende dall'ammontare di questa e di quella di legame nonché dal numero degli elettroni, che hanno la stessa energia di legame.

Così potrà avvenire che sotto l'azione di un bombardamento corpuscolare omogeneo o di una irradiazione elettromagnetica monocromatica da un certo gruppo di atomi si stacchino in differente numero elettroni di differenti orbite con differenti velocità v , a seconda dell'orbita da cui partono.

A parità di energia elementare assorbita, gli elettroni K , che richiedono il maggior lavoro per essere liberati, saranno all'uscita dall'atomo i più lenti; seguono per ordine crescente di velocità gli elettroni L , M , ecc.

5. *Spettri corpuscolari.* - Per sceverare gli elettroni provenienti da diversi livelli si introduce in un campo magnetico uniforme la sostanza da

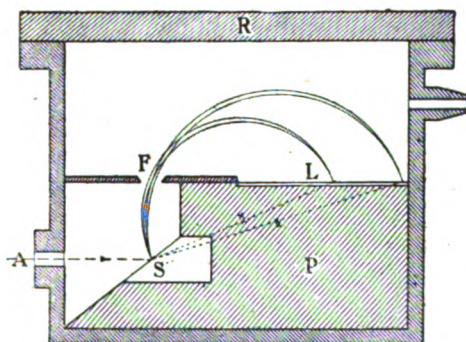


Fig. 2

ionizzare, e una lastra fotografica così ad es. come indica lo schema (fig. 2). La lastra riceve e registra in posti differenti i fasci elettronici di diversa velocità provenienti da diversi livelli degli atomi della sostanza. L'aspetto della registrazione che si ottiene è quella di bande o righe sottili simili a

quelle degli spettri ottici o X ; di qui il nome di *spettro corpuscolare magnetico* che le vien dato.

Mentre gli spettri ottici o X danno conoscenza delle differenze d'energia dei livelli elettronici dell'atomo, gli spettri corpuscolari permettono di calcolare la differenza fra l'energia elementare in arrivo sugli atomi e quella dei singoli livelli e se la prima è nota danno direttamente il valore di quest'ultima.

Anche per questa via si può dunque avere notizia circa l'ordinamento in stati quantici dell'atomo; i risultati che si sono ottenuti sono fin qui conformi a quelli raggiunti con lo studio degli spettri dei raggi X .

Il meccanismo del processo radiativo.

6. *Generalità.* - Particolare servizio il metodo degli spettri corpuscolari ha reso nello studio dei corpuscoli positivi e negativi emessi dalle sostanze radiattive e dei raggi γ , i quali hanno anche la possibilità di essere esaminati per analisi simile a quella in uso per i raggi X a mezzo dei reticoli cristallini.

I risultati delle due ricerche abbinate sono in sostanza i seguenti:

1) La massima parte dei raggi γ provengono dai livelli atomici, cioè non sono che raggi X caratteristici della sostanza in trasformazione o suoi derivati.

2) Esistono tuttavia raggi γ a energia $h\nu$ grandissima in confronto di quella della serie K degli atomi presenti e di origine quindi indubbiamente nucleare.

3) Molte delle particelle β provengono dai livelli esterni dell'atomo.

4) Di un certo numero l'origine è invece nucleare come sempre lo è quella delle particelle α .

Le emissioni α e β nucleari sono proprie del processo di disintegrazione spontanea del nucleo atomico.

Le emissioni β e γ atomiche sono una conseguenza delle prime.

L'atomo assorbe energia cinetica o elettromagnetica proveniente dal nucleo, perde allora un elettrone ed emette raggi X secondo il processo descritto per l'argon. Il nucleo a sua volta nelle manifestazioni esteriori si comporta come l'atomo intero. L'esistenza cioè di radiazione monocromatica proveniente dal nucleo induce a pensare che anche l'insieme delle particelle costituenti il nucleo (atomi di idrogeno e di elio ionizzati e mescolati ad elettroni) sia capace di stati d'energia diversi e discreti. Allora l'emissione di radiazione elettromagnetica sarebbe dovuta al passaggio del sistema nucleare da uno stato quantico a un altro (spettro γ di righe nucleari) e lo scatenarsi di quest'emissione sarebbe collegata col degradare spontaneo dell'energia nucleare.

Precisamente ora però da sapere, se la trasformazione di un atomo in un altro è provocata dalla radiazione o ne è indipendente.

7. *Le due ipotesi del meccanismo radiattivo.* - Due differenti opinioni fino a qualche tempo fa si dividevano il campo: la concezione del processo radiattivo sostenuta da ELLIS e quella della sig. LISE MEITNER.

Secondo il primo dopo disintegrazione il sistema nucleare rimasto in uno stato quantico poco stabile ricade in uno più stabile di minor energia. L'eccesso d'energia fra i due stati quantici si manifesta sotto forma di un quanto γ che, assorbito dal nucleo, determina l'emissione di un corpuscolo nucleare, particella α o elettrone, vale a dire la trasformazione del nucleo attuale nel successivo. La trasformazione in questo caso è provocata dai raggi γ e precede la trasformazione radiattiva.

Invece secondo la MEITNER la disintegrazione radiattiva si inizia con l'emissione corpuscolare che è spontanea. Il nuovo nucleo passando da uno stato instabile a uno stabile emette radiazione, la quale non ha più nulla a che fare col processo di disintegrazione.

Nell'un caso e nell'altro una parte dei quanti γ nucleari emessi possono essere fissati, oltre che dal nucleo, dagli elettroni atomici, che così vengono espulsi come fotoelettroni ordinari. La precedenza della radiazione elettromagnetica sulla corpuscolare o viceversa porta quindi come conseguenza necessaria una origine differente dei fotoelettroni. Per ELLIS essi debbono partire dall'atomo in trasformazione, per la MEITNER dal prodotto di disintegrazione. Si capisce che quest'ultima differenza offre all'esperienza il criterio per cimentare la validità dell'una o dell'altra ipotesi.

8. *L'esperienza.* - La sostanza in istrato sottile viene introdotta davanti alla fenditura del dispositivo per gli spettri magnetici corpuscolari e così su lastra fotografica si registra lo spettro dei fotoelettroni emessi per irradiazione nucleare.

Dal valore del campo magnetico usato e dalla posizione delle righe sulla lastra si calcola la serie dei valori delle energie cinetiche, $1/2 mv^2$ che i fotoelettroni posseggono all'uscita dall'atomo. Per applicare la nota legge di EINSTEIN dell'effetto fotoelettrico e così dedurre il livello atomico, che essi hanno abbandonato, in base alla (1), manca la conoscenza del quanto $h\nu_\gamma$ che è valso a liberarli. Colla Röntgenspettrografia è difficile mettere in evidenza tutti i raggi γ nucleari che o sono di lunghezza d'onda estremamente piccola o mancano completamente all'esterno dell'atomo.

Qui il procedimento per dedurre il valore di $h\nu_\gamma$ si fa delicato.

I livelli atomici abbandonati possono essere quelli dell'atomo in trasformazione o quelli del suo prodotto immediatamente successivo; per considerare le cose nel caso più semplice, in cui sono presenti nel preparato due soli elementi. Se W_i sono le energie di legame degli elettroni atomici pel primo elemento e W'_i quelle del secondo deve valere l'una o l'altra delle due relazioni

$$(2) \quad \begin{aligned} W_i + \frac{1}{2} mv_i^2 &= h\nu_\gamma \\ W'_i + \frac{1}{2} mv_i'^2 &= h\nu'_\gamma. \end{aligned}$$

Quali basi si danno per giudicare se sia da preferirsi il valore W_i o il W'_i ?

Se ad esempio prendendo i W_i dei livelli dell'atomo in trasformazione si ottenessero valori di $h\nu_\gamma$ uno diverso dall'altro, la prima relazione sarebbe da rifiutare senz'altro per ragioni evidenti di per sè.

Quella delle equazioni sarà dunque valida che dà la massima omogeneità nei valori dei quanti emessi dal nucleo quando per le energie di legame si introducano quelle corrispondenti a livelli atomici, che più facilmente possono essere intaccati per assorbimento d'energia dell'ordine dell'energia posta in libertà dal nucleo.

Non si conoscono per misura diretta le energie dei livelli atomici di tutte le sostanze radiattive; si sostituisce quindi alle W_i (o W'_i) o valori interpolati o quelli degli elementi isotopi che sono stati sottoposti a determinazione diretta. Esse infatti non differiscono dalle vere in modo apprezzabile.

9. *I risultati.* - L'esperienza ha dimostrato in modo indubbio che la seconda delle equazioni (2) scritta pel prodotto di trasformazione è la buona. Una trasformazione radiattiva che ha luogo per espulsione di una particella β da un elemento a numero atomico Z dà origine all'elemento successivo nella tavola di Mendelejeff a numero atomico $Z+1$. Invece per una trasformazione con espulsione di una particella α l'elemento a numero atomico Z si trasforma in altro che per le sue proprietà chimico-fisiche lo precede di due posti nella tavola periodica, numero atomico $Z-2$.

Il metodo degli spettri magnetici non ha grande potere dispersivo per velocità corpuscolari grandi.

I livelli energetici K , L , M , ecc. di due atomi sono tanto più differenti quanto maggiore è la loro distanza nella tabella del MENDELEIEFF.

Per sottoporre a una prova decisiva le due ipotesi di ELLIS e MEITNER era dunque consigliabile o evitare i preparati radiattivi a emissione di elettroni rapidi o ricorrere a elementi che si trasformano per emissione di particelle α .

Ci limiteremo a riassumere i risultati di due recenti ricerche che si attingono a questi criteri; una della MEITNER su elementi della famiglia dell'attinio a trasformazione α ; una di L. F. CURTISS con elementi della famiglia del radio a emissione di particelle β relativamente lente.

1. Il $RaAc$, come il suo isotopo Th , ha il numero atomico 90; il suo prodotto di trasformazione AcX , isotopo del Ra , ha il numero atomico 88. L' AcX si trasforma sempre per trasformazione tipo α in emazione, a numero atomico 86. Si tratta di decidere se, per rendere conto degli spettri β presenti con $RaAc$ e con AcX , si debbano introdurre nella (2) i lavori di scissione degli elettroni atomici degli elementi $Z=90$ e $Z=88$ (ip. di ELLIS, W_i) oppure $Z=88$ e $Z=86$ rispettivamente (ip. della MEITNER, W'_i).

La risposta ottenuta dalle esperienze condotte dalla MEITNER è che i gruppi di raggi γ calcolati riescono più omogenei e meno numerosi, se si tien conto del lavoro W'_i di estrazione di un elettrone dagli elementi 88 e 86.

2. Il RaD ($Z=82$) si trasforma in RaE ($Z=83$) per emissione di una particella β .

Anche qui la questione sta nella scelta fra W ; per $Z=82$ e W' ; per $Z=83$ per render conto dei gruppi elettronici della lastra.

I risultati ottenuti da L. F. CURTISS, poichè molto semplici e netti vengono riportati nella tabelletta.

ENERGIA DEI RAGGI γ DA RaD

En. raggi β Volt 10^{-5}	Livello per $Z=82$	Energia raggi γ	Livello per $Z=83$	Energia raggi γ	
0,3033	L_1	0,4617	L_1	0,4669	} Media 0,4667
0,3092	L_2	12	L_2	63	
0,4268	M_2	23	M_1	68	
0,4576	N_3	43	N_1	72	
0,4663	—	63	—	63	

Da essa appare che i cinque gruppi di raggi β ottenuti, se attribuiti all'elemento a numero atomico 83 successivo al RaD (RaE), hanno un solo quanto originario γ . Il suo valore calcolato pei singoli raggi β presenti differisce dalla media al massimo dell'uno per mille.

Se la radiazione è attribuita all'elemento $Z=82$ (RaD) l'accordo non è così soddisfacente, sia dal punto di vista numerico del valore calcolato pel quanto, sia da quello dei livelli che si è costretti a scegliere per ottenere numeri per $h\nu_\gamma$ meno lontani fra loro.

Lo stesso ELLIS del resto in collaborazione con WOOSTER ha eseguito con RaB ($Z=82$) e RaC ($Z=83$), cioè con isotopi degli elementi scelti da CURTISS a trasformazione tipo β , una esperienza che depone in favore dell'ipotesi della MEITNER.

Pare dunque indubitabile e senza eccezione che la *emissione di radiazione elettromagnetica per quanta γ segua in ordine di tempo la trasformazione radiattiva e ne sia una conseguenza.*

10. *La teoria della radiattività.* - Gli avvenimenti nucleari e atomici inerenti a una trasformazione radiattiva si succedono quindi in ordine di tempo come segue:

- 1) emissione di una particella costitutiva del nucleo in trasformazione;
- 2) cambiamento di stato quantico del nucleo trasformato in seguito al suo riassetto interiore con conseguente liberazione di energia nucleare;
- 3) assorbimento dell'energia nucleare negli strati elettronici dell'atomo stesso;
- 4) emissione di elettroni atomici e quindi scatenarsi dello spettro X .

Lasciamo per ora di commentare la prima fase in cui consiste il processo essenziale del fenomeno.

Alla esistenza di stati quantici e relative trasformazioni la fisica atomica ci ha sufficientemente abituati per non dover sollevare obiezioni a proposito della seconda fase riguardante il nucleo trasformato.

Il quarto punto riguarda senz'altro avvenimenti atomici ben noti anche all'infuori del campo della radiatività.

Esaminiamo invece più da vicino il terzo punto la cui natura non coincide del tutto con quella dei processi di assorbimento comunemente noti.

Se l'energia liberata dal nucleo nella seconda fase fosse sempre, come fin qui si è supposto, di natura elettromagnetica, essa dovrebbe avere un coefficiente d'assorbimento direttamente proporzionale al cubo della sua lunghezza d'onda; le energie quantiche nucleari, essendo spesso molto grandi le lunghezze d'onda della relativa radiazione, debbono essere molto piccole e in corrispondenza piccoli i coefficienti d'assorbimento. Per le quantità normalmente in uso nelle manipolazioni con sostanze radiative la radiazione γ nucleare dovrebbe essere palese all'esterno.

Invece non solo nelle trasformazioni tipo α , ma anche in quelle tipo β , il più delle volte non si ha notizia dei quanti liberati dal nucleo che attraverso la interpretazione degli spettri corpuscolari.

La radiazione non si manifesta all'esterno dell'atomo che la emetterebbe. Pare impossibile si tratti di un processo di assorbimento singolare caratteristico dell'atomo emettente per la radiazione del proprio nucleo, tanto più che fenomeni dello stesso genere si notano anche nel campo puramente atomico.

WILSON e P. AUGIER hanno dimostrato che dallo stesso atomo possono essere espulsi, in seguito a irradiazione X , un elettrone fotoelettrico da livelli profondi e uno o più altri, da livelli più superficiali, senza che appaia all'esterno radiazione secondaria.

Questo ha indotto a pensare a una ulteriore possibilità nella liberazione d'energia atomica nel passaggio dell'atomo da uno stato quantico all'altro: essa non assumerebbe sempre forma elettromagnetica, ma altresì forma, per così dire, cinetica.

Allora in un atomo a cui manchi un elettrone K ad es. può avvenire il salto di un elettrone L al livello K senza che la riga K venga emessa, perchè in suo luogo viene piuttosto liberato un altro elettrone meno fortemente legato e lanciato via con tale energia cinetica che

$$h\nu_k = W_x + \frac{1}{2}mv_x^2,$$

ove W_x è il lavoro di estrazione dell'elettrone di livello x e $\frac{1}{2}mv_x^2$ la forza viva con cui esso sfugge dall'atomo.

Questa forma che può assumere l'energia liberata da un atomo in sistemazione non è che la generalizzazione di un processo di scambi energetici richiesto dall'equilibrio termodinamico fra atomi ed elettroni messo in evidenza da KLEIN e ROSSELAND. In un gas costituito da atomi ed elet-

troni liberi, perchè venga conservato l'equilibrio del sistema, è necessario infatti che l'urto fra un elettrone e un atomo, che induce questo in istato quantico più elevato, sia compensato da altro urto in cui l'atomo cede all'elettrone sotto forma cinetica l'energia in eccesso sullo stato normale. Il ritorno dell'atomo eccitato allo stato normale non ha dunque in questo caso luogo per radiazione.

Anche nel caso del processo radiattivo l'energia nucleare non verrebbe liberata sotto forma elettromagnetica, ma impiegata direttamente ad espellere un elettrone secondario atomico con energia cinetica equivalente secondo l'equazione (2).

Conclusione. - Con tutto questo i processi inerenti alla radiattività sono logicamente ben collegati ed hanno la piena sanzione sperimentale. Il difetto della teoria del processo radiattivo è ormai localizzato nel primo punto.

Di dove viene l'energia necessaria alla espulsione di una particella costitutiva del nucleo? Dall'esterno o dall'interno?

ROSSELDADN suggerisce l'idea di una risonanza fra le orbite extranucleari e gli elementi componenti il nucleo. Pel caso della radiattività di K e Rb , egli trova che le condizioni di risonanza si producono. Tuttavia rimane da superare la difficoltà del mettere in relazione i periodi atomici estremamente brevi e la vita media relativamente lunga degli elementi radiattivi.

A sua volta LINDEMANN suppone che l'espulsione di una particella nucleare sia da attribuire a una configurazione particolare meno stabile che prendono i costituenti del nucleo, la cui probabilità corrisponde al numero dei costituenti stessi ed è legata alla vita media degli atomi radiattivi. Egli arriva anzi per questa via a una relazione formalmente comparabile con quella empirica di GEIGER e NUTTALL, esprime il valore della costante di trasformazione in funzione della velocità delle particelle emesse dall'atomo (caso delle trasformazioni tipo α).

Tutto questo è tuttavia puramente speculativo; forse altre ipotesi potrebbero condurre ad analoghe concordanze con fatti sperimentali.

Rimane da notare un punto assai interessante dal punto di vista teorico della radiattività.

I fenomeni che la caratterizzano ed altre esperienze di vario genere stabiliscono che il nucleo contiene ioni H^+ , He^{++} ed elettroni. I punti accertati della teoria della disintegrazione atomica indicano in più che questi gruppi di ioni ed elettroni sono suscettibili di stati quantici, ma nulla ci permette di affermare circa il loro eventuale ordinamento intranucleare.

Solo recenti ricerche sulla diffusione anomala di raggi α in atomi leggeri fanno supporre al RUTHERFORD che anche il nucleo possenga una struttura analoga a quella già da lui stesso immaginata per l'atomo e largamente confermata dalle conseguenze, che la spettroscopia ha tratto dalla più precisa teoria del BOHR. In questo caso si avrebbero anelli successivi a carica alternatamente positiva e negativa.

Un tentativo esiste per ordinare questi livelli di energia in maniera analoga al procedimento seguito pei raggi X sulla base delle radiazioni nucleari γ note.

Tuttavia questo tentativo è ancora di dubbio valore e non è escluso che il recente indirizzo fisico della meccanica ondulatoria possa altrimenti spiegare le apparenze sperimentali notate dal RUTHERFORD.

Solo un più ampio esame dei fenomeni presentati dalla diffusione di particelle α di diversa velocità in atomi leggeri potrà decidere la questione e avviare in modo sicuro quella che il RUTHERFORD chiama la fisica dell'avvenire.

Bologna, marzo 1927.

R. ACCADEMIA DEI LINCEI

SUNTI DEI RENDICONTI

1° SEMESTRE 1926

FISICA

Sulla teoria elettronica dei fenomeni termo-magnetici - CORBINO O. M. (pag. 3) — Ricordato che sono fenomeni fondamentali termo-magnetici, l'*effetto Nernst* (produzione di una f. e. m. trasversale in una lamina percorsa da un flusso di calore) e l'*effetto Righi* (produzione di una differenza di temperatura trasversale in una lamina percorsa da un flusso di calore), l'A. prende nuovamente in considerazione due sue esperienze, di cui la prima (rotazione in un campo magnetico di un disco metallico scaldato al centro o alla periferia), è una diretta conseguenza dell'*effetto Nernst*, e la seconda (rotazione in un campo magnetico di un disco metallico percorso da una corrente elettrica radiale), è una conseguenza dell'*effetto Hall*.

Tali esperienze presentano su quelle da cui conseguono, il notevole vantaggio di un più facile ed immediato confronto con la teoria, per il fatto che la simmetria circolare dovuta all'uso di un disco anziché di una lamina, fa sparire i gradienti di potenziale e di temperatura nel senso trasversale, il che agevola il calcolo e permette una più sicura interpretazione delle formule. Di più, mentre il senso dell'*effetto Nernst* dipende dalla variazione con la temperatura, della concentrazione degli elettroni, il senso dei due *effetti Corbino* ne è indipendente e quindi, per essi, le eventuali contraddizioni di segno fra teoria ed esperienza, assumono carattere definitivo e non possono in alcun modo essere giustificate.

Ciò posto, l'A. si propone in questa Nota di applicare la teoria di GANS alla sua esperienza termomagnetica. Tale teoria è una estensione, nel caso in cui agisca sugli elettroni anche un campo magnetico, di quella già esposta dal LORENTZ per spiegare la conducibilità termica ed elettrica dei metalli. Svolgendo i calcoli relativi per il caso di una lamina circolare, l'A. giunge all'interessante conclusione che, secondo la detta teoria di GANS, ad un flusso di calore centrifugo e ad una corrente elettrica centrifuga, dovrebbero corrispondere correnti circolari nel disco, *del medesimo verso*. Tale risultato è nettamente contraddetto dalle citate esperienze dell'A. sul bismuto, pel quale metallo la corrente circolare, prodotta da una corrente elettrica radiale, ha lo stesso senso di quella che genera il campo, mentre quella prodotta da un flusso radiale di calore, ha senso opposto. Dalle formule risulta inoltre che la teoria dà il senso giusto, nel bismuto, per la corrente galvanomagnetica e non per la termomagnetica. L'opposto avviene per l'antimonio e solo per tre metalli, fra i moltissimi che presentano in grado mi-

surabile gli effetti termo e galvanomagnetici, e precisamente per l'oro, l'argento e il rame, i risultati della teoria circa il segno, sono confermati dall'esperienza.

L'A. ha ripetuto i calcoli fatti dal GANS per lo sviluppo della sua teoria, ma è giunto alle stesse formule finali dimostrando così infondato il dubbio che un errore di segno si fosse insinuato nei calcoli stessi. D'altronde agli stessi risultati egli è pervenuto, seguendo un procedimento più semplice legittimato dalla già rilevata simmetria circolare con cui si ha a che fare nel caso delle sue esperienze, ed ancora, prevedendo con ragionamento diretto gli effetti dell'azione di campo sul moto degli elettroni. Ne è possibile pensare che la contraddizione constatata sia spiegabile colla esistenza di campi intermolecolari capaci di sovrapporsi al campo esterno, sino a mutare il segno degli effetti osservati, giacchè l'influenza del senso e del valore del campo, si elimina, nel confronto, fatto in base alle formule scritte, fra i sensi delle due correnti circolari in esame.

La teoria di LORENTZ-GANS offre dunque solo per i tre metalli, oro, argento e rame, un modello soddisfacente per la spiegazione di tutti i fenomeni termo e galvanomagnetici. Ma per tutti gli altri metalli e in particolare per quelli (bismuto, antimonio) che presentano tali fenomeni in misura elevatissima, la contraddizione fra teoria ed esperienza, è insanabile.

G. TODESCO

I fenomeni magneto-ottici nei campi rapidamente variabili - CORBINO O. M. (pag. 173) — Un'esperienza di FERMI e RASETTI sul fenomeno di WOOD ed HELLETT (depolarizzazione della luce di risonanza del mercurio per effetto di un campo magnetico: fenomeno che si può interpretare come una manifestazione dell'effetto ZEEMAN), prova come la depolarizzazione sparisca o si attenni quando il campo magnetico è quello prodotto da una bobina percorsa da oscillazioni persistenti di frequenza: 6×10^6 . Questo risultato si può interpretare sia ammettendo che il fenomeno ZEEMAN risulti diminuito o ritardato per effetto della rapida variazione del campo, oppure, come dimostrano gli A.A., che nel brevissimo tempo di un'oscillazione del campo, la precessione alternata del piano di polarizzazione dei risuonatori resti compresa in un piccolo angolo intorno alla direzione che si avrebbe in assenza del campo.

Nella prima parte di questa nota l'A. dimostra teoricamente come l'effetto ZEEMAN segna con assoluta istantaneità le variazioni del campo. Quindi è giusta l'interpretazione data da FERMI e RASETTI alla loro esperienza.

Nella seconda parte della nota l'A. espone alcune sue ricerche sulla istantaneità della polarizzazione rotatoria magnetica nel solfuro di carbonio. Il campo magnetico rapidamente variabile era creato nell'interno d'un solenoide, che avvolgeva il tubo contenente il solfuro di carbonio, e che era percorso o da oscillazioni persistenti generate da lampade termoioniche (frequenza $7,5 \times 10^5$ e 10^6) oppure dalla scarica oscillatoria di un condensatore (frequenza 5×10^6).

L'effetto FARADAY (passaggio di luce attraverso nicol incrociati all'eccitazione del campo) era sempre osservabile; inoltre nell'esperienza con oscillazioni persistenti non vi era differenza apprezzabile d'intensità fra l'illuminamento provocato dalla corrente ad alta frequenza e quello provocato dalla corrente alternata di uguale intensità fornita dalla rete stradale. Quindi, per frequenze dell'ordine di $7,5 \times 10^8$, 10^9 , la polarizzazione rotatoria magnetica nel solfuro di carbonio segue, anche quantitativamente le oscillazioni di un campo ad alta frequenza. - O. SPECCHIA

Ancora sulla teoria elettronica dei fenomeni termomagnetici - CORBINO O. M. (pag. 250) — In una nota precedente, l'A. ha dimostrato che l'applicazione della teoria elettronica di LORENTZ-GANS alle sue due esperienze termomagnetica e galvanomagnetica, conduce, per la maggior parte dei metalli, a risultati contrari alla esperienza, circa il senso degli effetti constatati.

Poichè il LIVENS ha modificato la teoria di LORENTZ-GANS cercando di armonizzarla con le moderne vedute sulla struttura atomica, l'A. si propone in questa nota di applicare alle sue esperienze la nuova teoria proposta.

Il LIVENS, sviluppando concetti di BOHR e di RICHARDSON, ha sostituito nella teoria di LORENTZ-GANS, agli urti perfettamente elastici fra elettroni ed atomi, delle forze centrali repulsive dipendenti dalla distanza fra essi. Questa ipotesi viene concretata ammettendo che fra atomi ed elettroni si abbia una energia potenziale funzione della distanza fra i loro centri e precisamente in proporzione inversa della potenza s del rapporto fra quella distanza e una distanza fissa. Si passa da questa ipotesi a quella ordinaria degli urti perfettamente elastici, ponendo $s = \infty$.

Sviluppando i calcoli relativi al caso di un disco percorso radialmente da una corrente elettrica o da un flusso di calore, l'A. giunge, seguendo il procedimento di LIVENS, a scrivere per questo caso l'espressione della funzione f che dà la ripartizione molecolare delle velocità, sotto l'azione del campo magnetico. La conoscenza di questa funzione, gli permette di dedurre i valori della corrente circolare che percorre il disco nel caso delle sue esperienze e di giungere alle seguenti conclusioni:

1) La corrente circolare corrispondente ad una corrente radiale nel disco, centrifuga, è dello stesso verso di quella magnetizzante: ciò è conforme alle previsioni fatte con la teoria di GANS.

2) Il senso della corrente circolare dovuta ad un flusso di calore centrifugo, dipende dal valore di s . Per $s > 4$, tale senso coincide con quello della corrente magnetizzante, ma per $s < 4$, il senso della corrente circolare si inverte e diventa quello osservato sperimentalmente nel caso del bismuto. Ovviamente per $s = \infty$ (urto perfettamente elastico), il senso coincide con quello previsto dalla teoria di GANS e contraddetto dall'esperienza per quasi tutti i metalli.

La teoria di LIVENS sembrerebbe quindi d'accordo con l'esperienza per il bismuto e per qualche altro metallo e permetterebbe così di eliminare per essi la contraddizione più volte rilevata. Senonchè l'A., approfondendo

l'esame della teoria, mette chiaramente in rilievo che la legge di ripartizione dedotta dal LIVENS, è in aperto contrasto con le leggi dell'elettromagnetismo e quindi inesatta, cosicchè sono insostenibili le formule finali cui si perviene, a meno che non si faccia in esse $s = \infty$, col che si ricade nella teoria di LORENTZ-GANS già esaminata.

Per giungere a questa conclusione, l'A. prende in considerazione la quantità di moto trasportata dagli elettroni che attraversano un centimetro quadrato del metallo nei due sensi. Dalla differenza di queste quantità di moto nei due sensi, dipendono le forze ponderomotrici che si trasmettono agli atomi del metallo e quindi al metallo stesso nel suo assieme.

Ora, per un disco metallico, isolato elettricamente e percorso in senso radiale da un flusso di calore, tale differenza di quantità di moto deve essere nulla perchè essendo nulla la corrente elettrica radiale, il disco non può essere sottoposto ad alcuna forza amperiana. Il solo flusso termico non può dunque dar luogo ad effetti analoghi a quelli che si constatacono con la ruota di BARLOW, e ciò è stato verificato sperimentalmente dallo stesso A. con accurate esperienze fatte nel 1921.

Se si adotta la legge di ripartizione data dal GANS, la differenza fra le quantità di moto in parola risulta effettivamente nulla; se si ammette invece la legge di ripartizione del LIVENS, se ne trae, istituendo i calcoli relativi, che tale differenza è diversa da zero finchè s non è infinito, nel quale ultimo caso si ricade nella teoria ordinaria degli urti perfettamente elastici. Ora il fatto che sia diversa da zero la differenza fra le quantità di moto trasportate dagli elettroni nei due sensi, porterebbe a concludere per l'esistenza di una forza ponderomotrice termomagnetica la quale dovrebbe provocare una rotazione del disco che, come si è detto, non è, in alcun modo, sperimentalmente constatata.

Sicchè, la teoria di LIVENS, in quanto si basa su di una legge di ripartizione molecolare delle velocità che condurrebbe ad un assurdo (esistenza di una analogo termico della ruota di BARLOW), è in aperto contrasto con le leggi dell'elettromagnetismo e perciò le deduzioni tratte da essa circa il senso degli *effetti Corbino* termomagnetico e galvanomagnetico, sono prive di ogni valore ed il contrasto fra teoria ed esperienza per quanto riguarda il senso di quegli effetti, resta insanabile. - G. TODESCO

Sulla frange di Perot e Fabry ottenute con una lamina birifrangente semiargentina - CORBINO O. M. (pag. 573) — Studio teorico delle caratteristiche che presentano le frange di PEROT e FABRY ottenute con una lamina birifrangente semiargentina con l'asse ottico parallelo alle facce. Oltre al caso generale, che la luce incidente abbia le sue vibrazioni in un azimut qualsiasi rispetto all'asse della lamina, l'A. considera i seguenti casi particolari:

- 1) La luce incidente vibri parallelamente all'asse ottico. Si avrà il fenomeno normale PEROT e FABRY come se la lamina fosse monorifrangente.
- 2) La luce incidente vibri perpendicolarmente all'asse ottico. La lamina presenterà un altro sistema di frange, come se fosse monorifrangente e di

spessore diverso da quello del 1° caso per il diverso valore dell'indice di rifrazione.

3) La vibrazione incidente sia in un azimut a 45° dall'asse ottico. La lamina presenterà contemporaneamente i due sistemi di frange, i quali, se osservati attraverso un nicoi, presenteranno intensità diversa dipendentemente dall'orientazione del nicoi.

4) Osservazione del fenomeno di ZEEMAN perpendicolarmente al campo. Con una lamina come quella descritta dall'A., la separazione delle varie componenti di ZEEMAN avverrà non solo per il mutamento di frequenza come nell'ordinaria lamina di PEROT e FABRY, ma anche per il diverso stato di polarizzazione di ciascuna componente.

Ne risulta la grande utilità pratica che nella spettroscopia interferenziale della luce polarizzata una tale lamina potrà avere. - O. SPECCHIA

Il principio di Doppler e l'ipotesi balistica della luce - CORBINO O. M. e LEVI-CIVITA T. (pag. 705) — Ammessa l'ipotesi balistica della luce, cioè che la velocità della luce emessa da una sorgente in moto rispetto all'osservatore risulti dalla somma vettoriale della velocità della luce e di quella della sorgente, se ne deduce, nel campo strettamente cinematico, secondo la concezione classica, l'esistenza di un effetto Doppler di velocità ed inoltre un effetto Doppler di accelerazione, che può acquistare valori notevolmente superiori al primo e che non è confermato dall'osservazione.

Detta V la velocità scalare della luce lungo la direzione sorgente — osservatore, che distinto di r , gli AA. dimostrano che, trascurando di fronte all'unità, termini dell'ordine β^2 ed anche β , essendo $\beta = \frac{\text{velocità della sorgente}}{\text{velocità della luce}}$, si può adottare per V il valore c e per $\dot{r}$ il valore $-\ddot{r}$.

La luce emessa dalla sorgente P all'istante t impiega il tempo $\frac{r}{V}$ a giungere all'osservatore O , all'istante t' :

$$t' = t + \frac{r}{V},$$

da cui

$$dt' = dt \left\{ 1 + \frac{\dot{r}}{V} - r \frac{\dot{V}}{V^2} \right\},$$

o sostituendo i brevissimi periodi ϕ e ϕ' delle vibrazioni luminose d'emissione e d'arrivo, oppure le rispettive frequenze ν e ν' , colla superiore approssimazione per V e $\dot{V}$:

$$\nu = \nu' \left(1 + \frac{\dot{r}}{c} + \frac{r \ddot{r}}{c^2} \right),$$

espressione rigorosa del principio Doppler. Ivi $\frac{\dot{r}}{c} = \delta$ rappresenta quella parte dello spostamento relativo di frequenza $\frac{\nu - \nu'}{\nu'}$, che corrisponde al-

l'ordinario effetto Doppler, mentre la perturbazione dovuta all'ipotesi balistica è caratterizzata dall'ultimo termine $\frac{r \ddot{r}}{c^2} = \delta_1$.

Se la sorgente P è stella doppia, che descriva orbita circolare intorno al baricentro distante d da O , si può in prima approssimazione fare $\frac{d}{r} = 1$. Allora il massimo valore assoluto Δ , corrispondente all'effetto Doppler normale δ , è:

$$\Delta = \frac{r \dot{r} \text{ mass.}}{c} = \frac{1}{c} \omega a \frac{d}{r} = \omega \frac{a}{c},$$

in cui ω è la velocità angolare (costante) ed a il raggio orbitale; mentre il massimo valore dell'altro effetto è:

$$\Delta_1 = \frac{r \ddot{r} \text{ mass.}}{c^2} = \frac{r}{c^2} \omega^2 a = \frac{\omega^2 a d}{c^2} = \Delta \frac{\omega d}{c}.$$

Ma $\omega = \frac{2\pi}{T}$, T durata di rivoluzione delle stelle, quindi

$$\Delta_1 = \Delta 2\pi \frac{T_1}{T},$$

$T_1 = \frac{d}{c}$ essendo il tempo impiegato dalla luce per giungere a noi.

La correzione balistica può dunque ammontare a $2\pi \frac{T_1}{T}$ volte il massimo Δ dell'effetto Doppler normale.

Per una stella doppia visuale, quale Procione, si ha già $\frac{T_1}{T} = 1$ e quindi $\Delta_1 > \frac{3}{2} \Delta$.

Per la stella polare che possiede una compagna (spettroscopica) scoperta da CAMPELL, il periodo di rivoluzione è 4 giorni, $T_1 = 46$ anni; ne viene $\Delta_1 = 25000\Delta$.

L'esperienza non ha mai fatto sospettare spostamenti spettrali così enormi, sicchè l'ipotesi balistica non è conciliabile colla fisica classica.

G. DALLA NOCE

Ricerche sulla birifrangenza accidentale dei colloidi in movimento - GRAFFI D. (pag. 28) — L'A. studia la birifrangenza accidentale che presenta il ferro Bravais, in moto in un tubo cilindrico a sezione rettangolare, osservato lungo la sua direzione minore. Osserva che a nicol incrociati vi è diversità di campo secondo che la sezione principale è a 45° o parallela all'asse del tubo. Nel primo caso il campo è sempre luminoso, nel secondo in alcuni campioni è tutto oscuro, in altri ha una frangia nera centrale e i bordi luminosi. L'A. ritrova poi per altra via sperimentale il diacroismo già riscontrato da DIESELHÖRST e FREUNDLICH e verifica che segue la regola di MAJORANA.

Per interpretare questi fenomeni l'A. suppone due tipi di birifrangenza: una dovuta all'orientamento delle particelle anisotrope del colloide lungo le linee di corrente, l'altra ad una deformazione interna del mezzo, alla quale applica la teoria del PONTREMOLI. Indica poi un mezzo per separare i due tipi di birifrangenza e ne studia le loro particolarità.

Infine l'A. osserva che con l'ipotesi dei due tipi di birifrangenza può spiegare il fenomeno della croce nera di KUNDT. - G. DALLA NOCE

Circa alcune nuove ricerche sulla birifrangenza accidentale dei colloidi in movimento - PONTREMOLI A. (pag. 75) — L'A. ritiene che i fenomeni osservati dal GRAFFI siano interpretabili mediante la sua teoria, che tiene conto sia dell'orientamento delle particelle sia della loro deformazione. Osserva poi che nell'accordo fra le determinazioni proprie e quelle del GRAFFI di alcuni costanti del ferro Bravais vi sono conferme delle sue teorie tali, da attendersi che mediante queste si potranno controllare gli studi teorici di idrodinamica. G. DALLA NOCE

Sulla durata di emissione delle radiazioni monocromatiche e la vita media degli stati stazionari - PONTREMOLI A. (pag. 149) — L'A. si propone di indicare un procedimento, che sembra consentire il calcolo della durata di emissione delle radiazioni monocromatiche, almeno tra orbite circolari. Egli suppone che l'eletttrone, ad es. in un atomo tipo H, abbandoni ad un certo istante 0 la propria orbita stazionaria a distanza r_2 dal nucleo ed incominci ad irradiare secondo l'elettrodinamica classica. Scritta l'equazione del moto dell'eletttrone, designandone con v la velocità, con m ed e la massa e la carica, si deduce in prima approssimazione $\dot{v} = \frac{eE}{mr_2^2}$. Secondo la teoria di BOHR l'energia totale che l'atomo perde per irraggiamento è $-\frac{Ee}{2r}$ e d'altra parte secondo l'elettrodinamica classica si ha l'irraggiamento

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \dot{v}^2}{c^3} :$$

dal raffronto l'A. trova dapprima $\dot{r} = -\frac{4}{3} \frac{e^3 E}{m^2 c^3} \frac{1}{r^2}$ poi t_1 , tempo impiegato a passare dall'orbita circolare r_2 a quella r_1 :

$$t_1 = \frac{m^2 c^3}{4e^3 E} (r_2^3 - r_1^3).$$

Si rileva subito che la durata di emissione t_1 è tanto maggiore quanto maggiore è la differenza tra i raggi delle orbite: per $H\alpha$, $v = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$, $t_1 = 1,05 \cdot 10^{-8}$. Questo t_1 è dello stesso ordine di grandezza dei tempi di smorzamento, determinati, tra gli altri, da WIEN, con esperienze sui raggi canale. Si osservi però che in questi tempi di smorzamento entra tanto la durata

di vita media dell'atomo nello stato stazionario di partenza, quanto la durata di emissione, e sul loro rapporto ancora non si hanno prove decisive.

Stabilita la durata di emissione per orbite circolari e quanti n_2 ed n_1 e fatto per principio di corrispondenza $n_2 = n_1 + 1$, l'A. dà la durata di emissione tra orbite circolari a grandi quanti (n), e trova che in quelle condizioni è uguale a $\frac{\psi}{n}$, dove ψ è il tempo di smorzamento di un oscillatore lineare classico della stessa frequenza. Ricordando poi che per l'oscillatore lineare classico la vita media λ dell'atomo nello stato $n_1 + 1$, relativamente all'unico passaggio da n_1 ad n , è $\frac{\psi}{n_1 + 1}$, l'A. deduce che per grandi quanti ed orbite circolari, la durata di emissione della radiazione è uguale a quella vita media. - G. DALLA NOCE

Sulla propagazione di correnti elettriche stazionarie sotto l'azione di un campo magnetico - FREDA A. (pag. 267) — Il LAZZARINO (R. A. L. 2° sem., 1925, pag. 103) ha dimostrato il noto teorema di reciprocità del VOLTERRA, indipendentemente da nessuna ipotesi elettronica, ammettendo solo che si passi dal campo elettrico alla densità di corrente mediante una omografia soddisfacente ad alcune ipotesi. L'A. ritiene però che l'ipotesi del cambiamento di segno della parte dell'omografia dipendente dal campo magnetico, all'inversione del campo stesso, sia superflua e inaccettabile, perchè condurrebbe a risultati non conformi all'esperienza. Rimane ad ogni modo dimostrato che la verifica sperimentale del teorema di reciprocità non costituisce nessuna prova per le varie teorie elettroniche. - D. GRAFFI

Sull'effetto fotoelettrico composto - CARRELLI A. (pag. 82) — Dalle esperienze di AUGER (J. d. Phys. et Rad., 1925, pag. 205), pare accertato, che da un atomo possano essere emessi più corpuscoli negativi per effetto di un unico quanto di luce (eff. fotoelettrico composto). L'A. mette in relazione questo fatto con altre manifestazioni relative alle trasformazioni energetiche nel campo delle grandi frequenze.

1) L'energia elettromagnetica di un quanto di luce incidente su di un atomo e assorbito da questo, viene utilizzato per espellere un elettrone da uno dei cerchi interni e l'atomo si trova in uno stato jonizzato di eccitazione, come dimostra l'A., che dà origine, oltre alle righe spettrali ben note, a righe caratterizzate da uno stato di duplice, triplice, etc. jonizzazione interiore dell'atomo, righe queste ultime satelliti delle principali (WENTZEL: Spettri di scintilla o di 2^a, 3^a specie). L'esperienza di AUGER permette di decidere, che è vera la interpretazione di COSTER ed altri, in contrapposto a quella di WENTZEL, che cioè, l'allontanamento di due o più elettroni, causa della produzione di righe di scintilla, possa dipendere, almeno quando la causa jonizzante è un quanto di luce, da un unico processo.

2) L'interpretazione di AUGER porta, infine, alla conclusione, che quando i raggi X sono generati per fluorescenza da altri di maggior frequenza, non tutti i vari tipi di jonizzazione multipla possono essere dovuti

all'assorbimento di un unico quanto. Per decidere sull'azione doppiamente ionizzante di un quanto di luce, l'A. propone esperienze sulla serie *K* e satelliti, come quelle di COSTER sulla serie *L*, e con radiazioni *X* di diversa frequenza: la mancanza dell'irraggiamento per fluorescenza di tali linee, dimostrerebbe appunto, che un quanto di luce agisce in realtà su di un unico elettrone e l'espulsione degli altri dipende da altri quanti di luce generati nell'atomo stesso. - C. PIROTTI

Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico - FERMI E. (pag. 145) — Se anche per un gas perfetto vale il principio di NERNST, l'espressione, data dalla termodinamica classica, del calore specifico a volume costante $c = \frac{3}{2} K$ (gas monoatomico) deve ritenersi approssimata per temperature elevate, e tendente a zero per $T = 0$; donde una deviazione a bassa temperatura dall'equazione di stato $pV = kT$ (*degenerazione del gas perfetto*), che si aggiunge alla deviazione dovuta all'essere il gas reale e non perfetto.

La ragione di questa degenerazione deve ricercarsi nella quantizzazione dei movimenti molecolari dei gas perfetti.

Circa il modo, che non ha influenza sul risultato, di porre il gas perfetto in condizioni tali, che il moto delle molecole sia quantizzabile, l'A. ammette che le molecole costituiscano oscillatori armonici spaziali; circa la regola di quantizzazione l'A. utilizza, tra le molte ipotesi, più o meno arbitrarie, che si possono fare, un'ipotesi analoga a quella avanzata dal PAULI, basata su dati spettroscopici: secondo questi nell'atomo non esiste al massimo che un elettrone su un'orbita caratterizzata da certi numeri quantici; secondo l'A. nel gas perfetto vi può essere al massimo una molecola, il cui movimento sia caratterizzato da certi numeri quantici.

Allora l'orbita della molecola è caratterizzata dai suoi tre numeri quantici s_1, s_2, s_3 , legati alla sua energia dalla relazione $w = h\nu(s_1 + s_2 + s_3)h\nu$ ed il valore $h\nu$ può essere preso in $\frac{1}{2}(s+1)(s+2)$ modi. Se ne deduce la densità più probabile delle molecole di energia compresa tra L e $L + dL$, $n(L)dL$, analoga a quella di MAXWELL, e tendente a questa per degenerazione nulla. Da questa densità $n(L)$ l'A. passa alla energia cinetica media I delle molecole, poi all'equazione di stato del gas, applicando il teorema del viriale: trova per la pressione invece che nkT , qualcosa di più; per esempio per un gas perfetto del peso atomico dell'elio, alla temperatura di 5° assoluti e alla pressione di 10 atmosfere, l'aumento dovuto alla degenerazione sarebbe del 15%. Il calore specifico risulta funzione della temperatura ed a basse temperature

$$c_v = \sqrt{\frac{16\pi^3}{9} \frac{mk^2}{h^2 n^{\frac{2}{3}}}} T + \dots,$$

ed il valore assoluto dell'entropia per alte temperature s'accorda con quello di TETRODE e STERN. - G. DALLA NOCE

Sopra l'intensità delle righe proibite, nei campi magnetici intensi

- FERMI E. (pag. 478) — Le frequenze delle righe che un atomo può emettere si possono rappresentare come differenze di termini spettroscopici: non a tutte le possibili differenze di termini corrispondono righe che possono venire emesse dall'atomo, ma solo quelle che nello sviluppo in serie di FOURIER del moto dell'elettrone luminoso sono rappresentate da una componente armonica. L'intensità della riga è approssimativamente eguale in questo caso al quadrato dell'ampiezza della componente medesima. La perturbazione dell'orbita elettronica, cui spetta l'emissione per azione di un campo esterno, può dar luogo a componenti armoniche inesistenti nel moto naturale: cioè nello spettro potranno apparire righe nuove.

L'A. studia nel presente lavoro l'intensità delle righe che appaiono sotto l'azione di campi magnetici intensi, limitando le sue considerazioni ai cosiddetti « termini di primo grado », al quale tipo appartengono i termini degli spettri dei metalli alcalini, dei metalli terrosi e i termini normali degli alcalini terrosi.

Secondo il modello meccanico dei termini di 1° grado dato da LANDÉ, un'orbita stazionaria dell'atomo è rappresentata oltre che dal quanto totale n da altri tre numeri quantici: K del momento (k) dell'elettrone luminoso, R del momento (r) del nocciolo o residuo atomico (secondo UHLENBECK e GOUDSMIT r è invece il momento complessivo dei moti di rotazione degli elettroni) e J del momento risultante (j) dei due precedenti cioè del momento totale dell'atomo.

Nel piano perpendicolare al momento k dell'elettrone, questo descrive un moto a rosetta (moto periodico con precessione uniforme nel suo piano). Il piano dell'orbita non resta fisso nello spazio, perchè tutto l'atomo, e quindi anche i vettori k ed r , hanno un moto di precessione uniforme intorno a j , che invece conserva la sua direzione nello spazio in assenza di forze esterne.

Un campo magnetico esterno non lascia più j invariabile, perchè tanto k che r assumono un nuovo moto di precessione intorno alle linee del campo.

Per render conto dell'effetto ZEEMAN anormale e dell'effetto PASCHEN-BACK è stato necessario ammettere che k preceda con la frequenza normale di LARMOR ($\Omega = 1.4 \cdot 10^6 H$), mentre r procede con frequenza doppia. L'interpretazione di r dovuta a UHLENBECK e GOUDSMIT giustifica questo fatto.

Finchè H è piccolo l'effetto della diversa azione del campo sopra k ed r si riduce a imprimere a tutto l'atomo un moto di precessione uniforme intorno alle sue linee di forza (momento m , numero quantico M) con frequenza anomala. Ma quando H è tale che i momenti che esso determina su k e r diventano dello stesso ordine dell'azione reciproca fra di essi, la precessione attorno alle linee di forza non è più uniforme, perchè r tende a precedere più rapidamente di k e si altera pure la precessione intorno ad j . Questo ha per effetto che nello sviluppo del moto dell'elettrone luminoso in serie di FOURIER compaiono nuove componenti armoniche e nello spettro appaiono nuove righe.

Ora i numeri quantici J ed M in assenza di campi magnetici, o per campi magnetici deboli, possono variare solo di $\pm 1, 0$. Inoltre per J non può avvenire la combinazione $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$; e per M la $0 \rightarrow 0$, quando sia contemporaneamente $\Delta J = 0$.

In campi magnetici forti si trova che non valgono più le regole di selezione per J e si possono ottenere sia la transizione $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$, che quelle per cui $\Delta J = 2, \Delta J = 3$, ecc.

La dipendenza dell'intensità delle nuove righe dal campo H è diversa da riga a riga. Per le righe che corrispondono al passaggio $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ oppure $\Delta J = 2$ l'intensità è proporzionale a H^2 ; per quelle per cui $\Delta J = 3$ l'intensità è proporzionale a H^3 , ecc.

L'A. perviene a questi risultati scrivendo l'equazione Hamiltoniana del modello atomico per il campo perturbato e sviluppando in serie di FOURIER le coordinate dell'elettrone luminoso, introducendo in formule stabilite da SOMMERFELD e HELSENBERG per campi magnetici deboli le modificazioni inerenti al suo caso.

Il problema studiato è connesso con quello della distruzione della metastabilità di certi stati quantici e cioè del loro passaggio da una vita media infinita a una vita media finita sotto l'azione di un campo magnetico.

L'A. applica i risultati ottenuti per l'intensità delle radiazioni, alla determinazione della vita media dello stato metastabile $2p$, degli elementi del 2° gruppo del sistema periodico in funzione dello stato $2p$, e trova che per magnesio in un campo di 50.000 Gauss si ha $\tau_3 = 5000\tau_2$, che per $\tau_2 = 10^{-7}$ dà $\tau_3 = 5 \cdot 10^{-4}$. - R. BRUNETTI

Sullo spettro d'assorbimento di permanganati di K e di Ca - ADINOLFI G. (pag. 196) — Gli spettri d'assorbimento dei permanganati di K e di Ca in soluzione acquosa sono osservati dall'A. sia servendosi di un reticolo di diffrazione sia applicando il metodo della diffusione descritto dall'A. in note precedenti.

Le curve d'assorbimento ottenute presentano una serie regolare di massimi che soddisfano a una stessa legge lineare del tipo $\nu = \nu_0 \pm km$.

Questa identità degli spettri dei permanganati dei due metalli e la nessuna influenza che la dissociazione elettrolitica ha sull'assorbimento, porta alla conseguenza che il vibratore è il gruppo $Mn On$.

L'A. calcola le costanti meccaniche di tale vibratore ottenendo, per il momento d'inerzia, un valore dell'ordine di grandezza di 10^{-42} e per il raggio di girazione, un valore dell'ordine di grandezza di 10^{-10} . Tali valori essendo notevolmente inferiori a quelli che si hanno per sostanze allo stato gassoso, l'A. spiega tale differenza come effetto della pressione superficiale.

Questa ipotesi è in certo qual modo confermata e dall'aumento che il momento d'inerzia subisce quando si passa dalla soluzione acquosa a quella alcolica (la pressione superficiale s'abbassa da 10700 a 24000 atmosfere) e dalla diminuzione che per esso si verifica quando la temperatura della soluzione s'abbassa (la pressione superficiale aumenta). - O. SPECCHIA

Sul comportamento del selenio sottoposto alle radiazioni del mesotorio - DEL REGNO W. (pag. 201) — Una cella Griffin di selenio esposta all'azione delle radiazioni di mesotorio, composte di raggi β e raggi γ , assai efficaci, presentava anzitutto una sensibilità, cioè una variazione relativa di resistenza elettrica, in certi casi fino al 52% in più di quella iniziale, per 4' di esposizione.

L'azione dei raggi β prevaleva su quella dei raggi γ . La variazione di resistenza del selenio era tanto più rapida quanto maggiore era l'intensità di eccitazione, anche per periodi di eccitazione e di riposo uguali alternati con continuità. Come per le radiazioni luminose si ebbero effetti diversi per una stessa intensità di eccitazione.

Per eccitazioni non troppo forti bastò un tempo relativamente breve per riportare la cella press'a poco nelle condizioni primitive di sensibilità. Però col tempo la cella presentò, in alcuni casi, un comportamento tanto più irregolare quanto più grande era l'intensità di eccitazione.

Che ciò sia dovuto alle speciali radiazioni usate, pare più probabile, secondo l'A., il quale accenna ad altre esperienze in corso con celle di spessore non piccolo sottoposte a radiazioni ordinarie e Roentgen, anche per vedere se le celle di selenio sottoposte a queste ultime radiazioni presentano col tempo, come per le radiazioni del mesotorio, un aumento di resistenza elettrica, con che potrebbe concludersi, che l'azione continua di tali radiazioni ha effetto sull'assetto della struttura interna della sostanza. - C. PIROTTI

Effetti immediati ed effetti ereditari nella torsione di un filo di bismuto - NANNEI B. (pag. 310) — Un filo di Bi lungo cm. 25 e di diametro uguale a mm. 0,5, teso verticalmente da un carico, oscillava nel vuoto. La torsione iniziale veniva praticata mediante l'azione ritmica di un campo magnetico rotante su alcune spire di filo di rame in corto circuito, montate sul carico stesso, in modo da avere oscillazioni di ampiezza crescente fino ad un massimo.

I risultati sperimentali furono i seguenti: col diminuire delle ampiezze delle oscillazioni, diminuivano i periodi di oscillazione come pure lo smorzamento, e ciò per l'attrito interno; le ampiezze erano leggermente diverse nei due sensi, evidentemente perchè, pel modo con cui si trafile il campione (per compressione), il filo stesso è contorto in origine. Per le prove di isteresi venne impressa con un dispositivo elettrodinamico, una serie ciclica di momenti torcenti (crescenti e decrescenti) al filo di Bi, con intervalli di qualche minuto e decrescenti. Portando, allora, sulle ascisse i momenti torcenti e sulle ordinate le torsioni corrispondenti, si verificò che le curve ottenute si chiudevano regolarmente in un ciclo periodico; che esisteva sempre una asimmetria in rapporto col senso del ciclo, da interpretarsi come un effetto ereditario permanente dovuto al fatto che i 2 primi rami del ciclo lasciarono una vera e differente eredità permanente, a seconda del senso con cui furono percorsi.

L'A., per lo studio quantitativo delle varie caratteristiche, cita nuove esperienze in corso, in cui i momenti torcenti vengono variati in modo continuo. - C. PIROTTI

Basi fisiche per una estensione della teoria dei fenomeni ereditari - STRANEO P. (pag. 316) — Per una grandissima categoria di fenomeni ereditari l'effetto di una causa periodica è ugualmente periodico: i cicli che così ne risultano hanno forma diversa a seconda dei vari tipi di ereditarietà.

Se ad ogni valore della causa corrisponde un unico valore dell'effetto, si avrà un ciclo rappresentativo coi due rami sovrapposti e l'effetto sarà esprimibile mediante una funzione monodroma della causa; se il punto rappresentativo dell'effetto percorre un vero ciclo, la correlazione fra effetto e causa potrà essere ancora una funzione ordinaria, ma polidroma se a ciascun valore della causa corrisponderanno sempre gli stessi due valori dell'effetto (es. isteresi magnetica).

Quando non è possibile esprimere la correlazione tra effetto e causa per mezzo di funzioni ordinarie, bisogna ricorrere alle funzioni di linea, nel senso dato dal prof. Volterra a questa espressione. Se interviene una azione ereditaria che si dissipa, la forma dei cicli dipende dalla rapidità con cui vengono percorsi, ed essi non conservano traccia del periodo iniziale; se l'azione ereditaria permane, i cicli conservano del periodo iniziale una traccia che si ripercuote in una dissimetria rispetto all'origine. - I. RANZI

Sulla trasmissione di calore per irradiazione - BORDONI U. (pag. 554) — L'A. discute le 3 formule più usate per il calcolo della trasmissione di calore fra un corpo e l'ambiente circostante (emissione apparente), fatto per piccoli intervalli di temperatura; considera il caso più generale di due superficie emittenti, I e II, chiuse, di cui la II involuppi la I, ed ammesse alcune ipotesi restrittive, l'A. giunge alla formula:

$$Q = S_1 \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1}{\sigma_1} + \varphi_2 \left(\frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{\sigma_0} \right)}$$

per T_1 e T_2 temperature assolute, σ_1 e σ_2 costanti di irradiazione, S_1 e S_2 aree, φ_2 coeff., che esprime quale parte dell'energia emessa o rinviata da II vada su I. Vengono poi date le condizioni perchè a questa formula si possa sostituire, con sufficiente approssimazione l'altra nota:

$$Q = \sigma_1 S_1 (T_1^4 - T_2^4).$$

Se T_1 e T_2 non sono molto distanti fra loro e T è la loro media aritmetica si ha più semplicemente:

$$Q = 4\sigma_1 T^3 S_1 (T_1 - T_2).$$

Fissata la quantità: $4\pi T^2 = m$, si potrà ricorrere a questa formula allorchè si ritiene di essere in condizioni tali da poter evitare l'uso delle altre più complesse.

Tabelle e grafici possono dare m alle varie temperature medie, noto che sia il valore di m ad una qualsiasi temperatura conosciuta. - C. PIROTTI

La polarizzazione rotatoria magnetica in campo alternato - II. Ancora sulla polarizzazione rotatoria magnetica in campo alternato

- PERSICO E. (pag. 561 e 603) — Nella I^a nota l'A. studia le oscillazioni forzate di un campo elettronico sotto l'azione combinata di un raggio di luce polarizzata circolarmente e di un campo magnetico parallelo ad esso. Se il campo magnetico è costante, il moto dell'elettrone, che avviene in un piano perpendicolare al raggio luminoso, è rappresentato dall'estremo di un certo vettore, che ruota colla frequenza del raggio luminoso e che segue con ritardo costante il vettore elettrico del raggio stesso; se invece il campo magnetico è alternato, il moto dell'elettrone risulta dalla combinazione del suddetto vettore ruotante con un vettore ellittico di frequenza uguale a quella del campo. Data la piccolezza del secondo vettore rispetto al primo, il moto dell'elettrone si può supporre che avvenga su un cerchio di raggio lentamente variabile.

Nella II^a nota l'A. applica questo risultato alla rotazione del piano di polarizzazione in un campo magnetico alternato. Partendo dalle equazioni di MAXWELL ricava l'indice di rifrazione di due raggi polarizzati circolarmente in senso opposto e determina così il coefficiente di rotazione del piano di polarizzazione. Risulta dalle sue formule che in un campo alternato la rotazione del piano di polarizzazione è poco diversa da quella in un campo costante, se si rimane lontano da una delle bande di assorbimento, il che è in accordo colle esperienze di CORBINO. Però vicino ad una di queste bande, l'A. dimostra che esistono due punti dello spettro, dipendenti dalla frequenza del campo applicato, in cui la rotazione diviene infinita e sarebbe ritardata rispetto al campo di 90° : questo ritardo crescerebbe passando al di là dei due punti suddetti. L'A. nota che questo risultato, il quale sarebbe l'effetto MACALUSO e CORBINO in un campo magnetico alternato, è apparentemente paradossale, perchè in quei due punti vi sarebbero due bande di assorbimento. - D. GRAFFI

Sopra la polarizzazione della luce emessa per urto elettronico

- RASETTI F. (pag. 484) — Se un elettrone di energia cinetica opportuna urta contro un atomo, uno degli elettroni di questo passa a uno stato quantico superiore e poi ritornando al suo posto dà luogo all'emissione di una radiazione monocromatica.

È stato già domandato più volte se a causa di questo particolare processo di eccitazione, l'onda luminosa emessa dall'atomo porti in sè qualche elemento di simmetria relativo all'esistenza per l'atomo di una direzione privilegiata: quella del moto dell'elettrone urtante. Vale a dire se la luce emessa sia polarizzata almeno in parte (componente dell'intensità luminosa

rispetto alla forza elettrica parallela alla velocità degli elettroni, diversa dalla componente ortogonale).

KOSSEL e GERTHSEN, che osservarono le righe del sodio eccitate per bombardamento con metodo atto a rivelare una polarizzazione del 5-10%, diedero risposta negativa.

ELLETT, FOOTE e MOHLER ottennero con la riga 2536 del mercurio ed elettroni di 6-7 volts, una polarizzazione del 30% (intensità massima nella direzione ortogonale alla direzione del moto degli elettroni).

Le considerazioni teoriche fatte da questi Autori sono poco soddisfacenti sia dal punto di vista concettuale sia da quello dei risultati, che non concordano con gli sperimentali nemmeno nel senso della polarizzazione.

L'A., riferendosi ad altri casi (ad es. quello della risonanza), in cui la considerazione dell'atomo come oscillatore classico isotropo dà risultati conformi all'esperienza, applica al processo attuale tale meccanismo teorico e calcola la polarizzazione della radiazione emessa da un oscillatore, eccitato al passaggio ad una certa distanza da esso di un elettrone di velocità determinata, avvertendo che il calcolo è necessariamente limitato al caso in cui l'energia cinetica dell'elettrone è grande rispetto al quanto ceduto all'atomo, cosicchè questo viene trascurato e la velocità dell'elettrone è supposta costante.

I risultati della teoria, così come è, se non sono direttamente applicabili all'esperienza, rendono tuttavia conto abbastanza bene del senso e dell'ordine di grandezza delle polarizzazioni osservate.

Non è il caso qui di riassumere il calcolo dell'A., i cui artifici teorici si possono apprezzare solo seguendoli da vicino. Basti riportare i risultati numerici che l'A. deduce dalle sue relazioni introducendovi i dati relativi al mercurio.

Velocità degli elettroni bombardanti	{	in Volts	10	20	30	50	100
Grado di polarizz. = $\frac{i_i - i_p}{i_i + i_p}$			35 %	46 %	51 %	56 %	61 %

intendendo con i_i la componente dell'intensità luminosa in direzione parallela, i_p quella in direzione ortogonale alla velocità degli elettroni.

L'intensità nella direzione parallela al moto degli elettroni è dunque inferiore ($i_i < i_p$) a quella nella direzione normale e l'ordine di grandezza per differenti voltaggi elettronici si accorda con quello sperimentale del 30% osservato per $V = 6 - 7$ volts.

Con la presente teoria e le differenze notate fra sodio e mercurio nel caso della polarizzazione della radiazione di risonanza, si può render conto anche dell'assenza di effetto osservabile nel caso del sodio. La luce D ottenuta per risonanza con radiazione incidente completamente polarizzata presenta solo una polarizzazione del 5%, mentre la 2536 del mercurio è completamente polarizzata per analoga eccitazione.

Se nelle equazioni trovate dall'A. per determinare il grado di polarizzazione nel caso dell'eccitazione per bombardamento elettronico, si sostitui-

secco i dati relativi al sodio si trovano per eguali velocità, polarizzazioni minori che pel mercurio. Con elettroni di 2-3 volts, se il sodio si comportasse come il mercurio, si dovrebbero avere polarizzazioni intorno al 20%. Ma per l'accennata differenza di comportamento nella risonanza fra sodio e mercurio, nel caso del sodio non ci si può aspettare che il 5% del valore teorico, cioè una polarizzazione circa dell'1%, che è al di sotto del limite minimo osservabile coi mezzi impiegati nelle ricerche citate di KOSSEL e GERTHSEN. - R. BRUNETTI

Un nuovo metodo per la misura di distanze microscopiche per mezzo dei reticoli di diffrazione - DE MOTTONI G. (pag. 750) — Il principio di questo metodo è quello ideato dal prof. RONCHI e da questi applicato nella costruzione di un nuovo tipo di interferometro stellare, e si basa sull'impiego di reticoli diottrici rettilinei o circolari.

L'A. dimostra come, interponendo tra l'obiettivo di un microscopio, la cui apertura numerica sia u , e il suo piano focale, un reticolo piano di frequenza opportuna, alla formula

$$e = \frac{\lambda}{2n \sin u}$$

dove e esprime la minima distanza risolvibile nelle ordinarie osservazioni microscopiche, debba sostituirsi l'altra

$$e' = \frac{\lambda}{4n \operatorname{tg} u}$$

Quindi, essendo u nei moderni microscopi superiore a 70° , la disposizione suggerita dall'A. fa aumentare di circa sei volte il potere risolutivo normale.

L'A. dà inoltre delle indicazioni circa la realizzazione pratica della disposizione proposta. - O. SPECCHIA

FISICA MATEMATICA

Campo elettrostatico dovuto ad un qualunque numero di sottili conduttori elettrizzati di forma cilindrica ad assi paralleli - CISOTTI U. (pag. 289) — In questo problema fatta una sezione con un piano normale agli assi dei cilindri, la determinazione del potenziale elettrostatico si riconduce alla ricerca di una funzione armonica nella parte illimitata di piano esterna alle circonferenze sezioni dei cilindri, che assuma valori costanti su esse, e che il suo gradiente si annulli all'infinito.

L'A. suppone trascurabili i termini dell'ordine dei quadrati dei rapporti fra uno qualunque dei raggi delle circonferenze, e le distanze dei loro centri. Considerata poi una funzione analitica mediante l'opportuna determinazione di alcune costanti che in essa intervengono, l'A. dimostra che la parte reale di detta funzione è il potenziale elettrostatico cercato.

L'A. poi determina con note formule la densità e la massa elettrica su ciascuno conduttore. - D. GRAFFI

ASTROFISICA

I reticoli zonali come interferometri obiettivi - RONCHI V. (pag. 403) — L'A. in base a considerazioni teoriche, confermate da esperienze, trova che i reticoli zonali danno onde diffratte sferiche, formano le immagini in piani definiti, hanno una forte aberrazione cromatica e un potere risolutivo identico a quello delle lenti. Quindi nei reticoli zonali le frange di combinazione (rettilinee) devono essere osservate in luce monocromatica, mentre nei reticoli circolari a frequenza costante, le frange di combinazione (iperboliche) possono essere osservate in luce bianca: in compenso i reticoli zonali sono visualmente più luminosi di quelli a frequenza costante. Il potere risolutivo dei reticoli zonali è ancora $2D/\lambda$. - I. RANZI

Sul limite di risoluzione degli apparati spettroscopici - RONCHI V. (pag. 608) — Il potere risolutivo di uno spettroscopio dipende dai mezzi di esame, sia che si usi come apparato disperdente un prisma, un reticolo o una gradinata. Se si osservano immagini di diffrazione, il potere risolutivo massimo è D/λ ; se si osservano invece immagini interferenziali il potere risolutivo massimo è $2D/\lambda$, ossia il doppio del precedente, pur essendo il medesimo l'apparato disperdente. - I. RANZI

FISICA TERRESTRE

Sull'uso dello smorzamento nei sismografi - PROVIERO A. (pag. 321) — Mentre GALITZIN asseriva che i grafici dei pendoli sismografici non smorzati riescono di valore nullo per studi di sismografia, specie se esiste risonanza fra il periodo T di onda tellurica e quello T_0 d'oscillazione strumentale, l'A. fa notare che è esagerato sostenere la bontà dello smorzamento, e che, in certi casi, un sismografo senza smorzamento può, con opportune correzioni, dare buoni risultati. Di più, in certi altri casi, del resto frequenti, qualunque sismografo dà risultati eccellenti quando i due periodi T e T_0 , restano molto dissincroni (caso della massa stazionaria). Quando T è molto grande rispetto a T_0 , vanno meglio anzi i sismografi non smorzati.

Solo in casi di mancato dissincronismo tra T e T_0 , può servire un sismografo fortemente smorzato, perchè solo allora le variazioni nel coeff. di smorzamento ω_s , non possono influire sull'ingrandimento dinamico dell'apparecchio.

L'A. critica poi lo stesso sistema di smorzamento elettrodinamico del GALITZIN e osserva che il sismogramma è l'effetto di varie onde telluriche contemporanee, e che occorre quindi usare almeno 2 sismografi con periodi dissincroni fra loro. L'uso dello smorzamento nei sismografi non è dunque necessario. - C. PIROTTI

R. ACCADEMIA DELLE SCIENZE DI TORINO

SUNTI DEGLI ATTI 1925-1926

Intorno ad alcune questioni di elastostatica - C. SOMIGLIANA

— L'A. dimostra che mentre la positività della funzione dell'energia non porta alla positività del coefficiente di Poisson, per il coefficiente di compressione cubica, invece, anche per corpi di struttura qualsiasi anisotropa, la positività ne è una necessaria conseguenza.

Inoltre si occupa dei coefficienti analoghi al coefficiente di Poisson, che si possono definire per i corpi anisotropi e poi più particolarmente di quelli che si possono considerare nel caso dei materiali fibrosi.

Nel caso generale dei corpi anisotropi i coefficienti che esprimono il rapporto fra la contrazione trasversale e l'allungamento longitudinale sono nove, tre per ogni direzione, se si considerano gli allungamenti nelle rispettive direzioni degli assi x, y, z ; ma non sono sufficienti però, questi nove coefficienti, a caratterizzare il modo di comportarsi del materiale in rapporto alla contrazione trasversale corrispondente ad una tensione longitudinale in una direzione arbitrariamente fissata.

L'espressione dell'energia elastica, nel caso particolarmente importante dei materiali fibrosi, contiene cinque costanti, cioè tante quante sono le espressioni quadratiche invariantive per rotazioni intorno all'asse di isotropia. Dalle considerazioni dell'A. risulta che quattro di queste costanti servono a determinare univocamente le quattro costanti $E, \sigma, \sigma_a, \sigma_n$ di significato meccanico noto, e cioè il modulo di YOUNG e i tre coefficienti di Poisson del materiale. Queste costanti si potrebbero determinare con sole due esperienze di tensione (o di compressione) in due direzioni, l'una secondo l'asse di isotropia, l'altra in senso normale.

L'A. si propone poi di occuparsi in seguito del modo di sperimentare da usare per trovare la quinta costante. - G. ALIVERTI

Un'applicazione idrodinamica della funzione di Green - L. PE-

LOSI — L'A. considera il moto di un fluido incompressibile fra due superficie cilindriche ad assi paralleli, applicando al caso particolare di moto permanente, irrotazionale, ed identico in ogni sezione, una proprietà integrale della funzione di GREEN esposta nella stessa nota. L'A. deduce così la risultante e il momento risultante delle pressioni esercitate dal fluido sopra una delle pareti rigide che lo limitano.

Trattando poi un caso particolarissimo trova risultati stabiliti recentemente, per altra via dal prof. CISOTTI. - G. ALIVERTI

Tensione superficiale e facce cristalline - E. PERUCCA — La teoria di GIBBS-CURIE porta a valori generalmente diversi per la tensione superficiale di facce cristalline non equivalenti, in equilibrio con la soluzione satura da cui derivano; analogamente per un cristallo in equilibrio con il suo vapore saturo.

Anche dalla teoria di BORN si deduce una diversa tensione superficiale su facce cristalline non equivalenti.

Ma nè le deduzioni di GIBBS e di CURIE nè le deduzioni di BORN si possono ritenere soddisfacenti: la particolare struttura superficiale dei cristalli, il contributo che alla tensione superficiale possono apportare gli elettroni legati degli atomi superficiali, l'esistenza di uno strato amorfo superficiale analogo a quello immaginato da BEIBLY anche se di spessore monomolecolare o poco più, potrebbero modificare completamente le deduzioni teoriche.

Sull'esistenza di questo ipotetico stato amorfo potrebbe ottenersi una parola decisiva da esperienze röntgenografiche col metodo di DEBYE e SCHERRER.

È qui indicato un metodo qualitativo per tentare la risoluzione sperimentale della questione della eguaglianza o diversità della tensione superficiale su facce cristalline non equivalenti. Il metodo va applicato a facce fresche di sfaldatura, ed è stato sperimentato sull'ortoclasio.

Nessuna differenza di tensione superficiale fu potuta osservare.

E. PERUCCA

NOTIZIARIO

Una conferenza di P. Langevin.

Nel numero di dicembre 1926 del *Bulletin de la Société française de Pédagogie* è stato pubblicata, a cura del professor Guibé, una conferenza di Paul Langevin sul valore educativo della storia della scienza.

Secondo il Langevin, se si trascura il punto di vista storico, l'insegnamento scientifico perde d'interesse; e insinuando la credenza che non ci sia altro da fare che dedurre facili conseguenze da principii definitivamente acquisiti, rischia di perdere ogni valore educativo.

Per trarre dall'insegnamento scientifico tutto ciò che esso può dare per la formazione dello spirito, niente può sostituire il contatto diretto col pensiero dei grandi scienziati. Questo contatto eviterebbe inoltre molte esitazioni e molte prevenzioni davanti alle idee nuove, chiarificherebbe le idee e aiuterebbe la scienza invece di paralizzarla.

Il Langevin illustra le sue idee con molti esempi tratti dalla storia e fa osservazioni interessantissime anche al di fuori del campo scientifico, come quando ricorda l'influenza di Newton sugli enciclopedisti.

« Oggi — dice a proposito della luce — pare sicuro che la verità non è tutta quanta nella teoria ondulatoria, nè tutta quanta in quella dell'emissione, che ciascuna delle due non rappresenta che una parte della realtà e che perciò bisogna unirle in una sintesi nuova per spiegare l'insieme dei fatti. Anche questa volta bisognerà procedere sul ritmo hegeliano che, davanti all'opposizione tra la tesi e l'antitesi, tende a una sintesi che pur comprendendo le due concezioni opposte, sia più alta di ognuna di esse ».

La crisi della fisica.

Meno ottimista del Langevin, O. D. Chwolson si ferma, nel numero di gennaio di *Scientia* a mettere in rilievo il carattere strano della lotta che si dovrebbe combattere tra le due teorie della luce oggi in vigore. « I fenomeni dell'energia raggiante — dice il Chwolson — si possono dividere in due gruppi il primo dei quali non si può spiegare che con la teoria ondulatoria, mentre l'altro si può spiegare solamente con la teoria dei quanta ». E poichè le due teorie non possono coesistere, ci dev'essere tra loro una lotta che secondo il Chwolson è senza precedenti e quasi disonorante e perciò si deve augurare che finisca e rimanga un avvenimento isolato nella storia della fisica.

Alla crisi della fisica ha accennato pure il prof. Lavoro Amaduzzi nel discorso inaugurale di Parma recentemente pubblicato: *Un capitolo di scienza che ebbe in Parma sua culla*, nel quale egli si occupa della scienza

delle radiazioni mettendo soprattutto in luce la grande opera di Macedonio Melloni.

Ricordato il giudizio del De Broglie che la fisica delle radiazioni sfugge in questo momento ad ogni tentativo di sintesi, l'Amaduzzi si augura anche lui che fra la teoria dei quanta e quella delle ondulazioni si possa gettare un ponte, senza però illudersi di arrivare e di arrivar presto alla verità.

Del resto il successore di Pietro Cardani pure ammirando le belle e audaci concezioni teoriche, ritiene che nella fisica il primo posto debba esser tenuto dall'esperienza: e nella verità sperimentale egli ha piena fiducia.

Idee di Millikan.

Nell'articolo pubblicato nel fascicolo di aprile di *Scientia*, R. A. Millikan parla di quella che si può chiamare fisica moderna in opposizione alla fisica del secolo XIX.

Il Millikan racconta che un anno prima della scoperta di Röntgen, si credeva da molti che tutte le grandi scoperte in fisica fossero state fatte e che per conseguenza non restasse altro da fare che delle precisazioni quantitative sui fenomeni conosciuti. Egli passa in rassegna le scoperte e le idee fondamentali della nuova fisica; dice che le concezioni meccaniche puerili del secolo XIX sono oramai grottescamente inadeguate e conclude affermando che noi siamo più umili e più entusiasti dei vecchi fisici, perchè se abbiamo fatto molte scoperte che essi non potevano nemmeno sospettare, sappiamo d'altra parte che ne restano da fare moltissime altre.

Un profilo di Volta.

Il profilo di Volta di Aldo Mieli, pubblicato nella collezione del Formigini di Roma, è forse la cosa più viva del Mieli.

Il direttore dell'*Archivio di storia della scienza* è riuscito felicemente a parlare di Alessandro Volta al gran pubblico, mostrando soprattutto lo sviluppo dell'opera voltiana (che viene esaminata, com'è naturale, solo nelle sue grandi linee) in rapporto alle conoscenze del tempo.

Il volumetto si chiude con una bibliografia essenziale in cui avremmo volentieri visto ricordato il discorso *Volta e la Pila* di Augusto Righi.

L'opera di Alessandro Volta.

L'Associazione Elettrotecnica Italiana ha aggiunto una nuova benemerenza a quelle che si è acquistata con l'edizione delle opere di Galileo Ferraris e con la parte così importante che ha avuto nella celebrazione del centenario della pila. Essa ha voluto associarsi alle onoranze voltiane di quest'anno pubblicando, con l'appoggio dell'editore Hoepli, un bel volume del formato 17×24 cm., di 578 pagine, con 26 tavole fuori testo, intitolato *L'opera di Alessandro Volta*. Il volume è stato compilato da Francesco Massardi, che attende da anni alla pubblicazione dell'edizione nazionale delle opere di Volta. Esso si apre con le *Effemeridi Voltiane* di Francesco

Fossati, opportunamente completate e con una bella pagina del Righi: *La scienza dell'elettricità prima di Volta* e contiene, del Volta, importanti scritti di elettrostatica e quelli più significativi del glorioso cielo dell'elettromozione, tutti presi dall'edizione nazionale. Seguono un'appendice, tratta dall'edizione Antinori (Lettere sull'aria infiammabile, memoria sull'uniforme dilatazione dell'aria, leggi sulle tensioni dei vapori saturi, memoria sulla grandine), cinque brevi, interessanti monografie, scritte dal Massardi, sui primi cinque volumi dell'edizione nazionale e infine l'indice dei primi cinque volumi dell'edizione nazionale stessa.

L'indice del sesto volume e la corrispondente monografia saranno pubblicati appena il volume, oggi in preparazione, sarà pronto.

Il volume che Francesco Massardi, per la felice iniziativa dell'Associazione Elettrotecnica Italiana, ha compilato così bene, costituisce come si vede, un'eccellente introduzione allo studio delle opere di Alessandro Volta e merita perciò la migliore fortuna.

Selmi e i colloidi.

W. Kopaczewski, nella sua *Introduction a l'étude des colloïdes* (Parigi, Gauthier-Villars, 1926), riconosce pienamente il valore delle ricerche sui colloidi di Francesco Selmi, di cui dà un simpatico cenno biografico e pubblica al posto d'onore, il ritratto. Selmi — dice giustamente fra l'altro il Kopaczewski — ha per primo non solo studiato le sostanze colloidali, ma ci ha dato una veduta d'insieme, una teoria particolarmente penetrante e feconda di questo stato della materia. Egli non ha inventato nuovi termini, ma nei suoi scritti si trova in embrione tutta la teoria odierna dei colloidi. « Selmi è incontestabilmente il creatore della scienza dei colloidi ».

seb. t.

Avviso. - Al prossimo numero, per necessario compimento, l'elenco degli aderenti al Congresso internazionale dei Fisici a Como e il titolo delle loro comunicazioni.

RIVISTA

SOPRA ALCUNE RICERCHE SPERIMENTALI DIRETTE A STABILIRE LA NATURA CORPUSCOLARE DELLA LUCE

Nota di G. WATAGHIN

L'ipotesi della struttura corpuscolare delle radiazioni elettromagnetiche ha dato luogo negli ultimi anni a una serie di ricerche sperimentali di indubbio interesse. Credo perciò, che non sia superfluo di richiamare l'attenzione degli sperimentatori su alcune di queste esperienze, potendo certune di esse servire come punto di partenza per ulteriori indagini sulla natura della luce.

1. Esperienza di JOFFE e DOBRONRAWOV ⁽¹⁾.

Incominciamo col considerare un esempio schematico: una sorgente S puntiforme emette n quanti di luce in ogni secondo. Il numero di questi quanti, che in un sec. colpiscono un bersaglio, il quale da S è visto sotto un angolo solido Ω è in media uguale a:

$$N = \frac{n\Omega}{4\pi}$$

(se si suppone una distribuzione isotropa o casuale dei quanti nelle varie direzioni). Ne segue che per rendere osservabile l'intervallo medio T tra due urti:

$$(1) \quad T = \frac{4\pi}{n\Omega}$$

occorre rendere sufficientemente piccolo il prodotto $n\Omega$.

Con luce ordinaria l'esperienza risulterebbe estremamente difficile a causa della piccolezza del quanto corrispondente. JOFFE e DOBRONRAWOV ricorrono perciò ai raggi X. In un minuscolo tubo Röntgen (diametro di circa 8 mm.) il flusso elettronico è generato da fotoelettroni accelerati da un campo elettrico di 12 KV, applicato tra il catodo (illuminato coi raggi ultravioletti) e l'anticatodo. L'anticatodo di Al ha il diametro di 0.3 mm. In media 10^3 elettroni lo colpiscono in ogni secondo (sono precisamente tutti gli elettroni generati coll'effetto fotoelettrico). Il numero d'impulsi elettromagnetici (quanti di luce, secondo la teoria corpuscolare, o treni d'onde sferiche, secondo la teoria ondulatoria), che partono da questo antikatodo in un sec. non può quindi superare il valore anzidetto (10^3).

(¹) « ZS. f. Phys. », 34, p. 889, 1925.

Il ricevitore o rivelatore dei raggi X consta di una particella di bismuto, di raggio variabile tra 10^{-4} mm. e $5 \cdot 10^{-4}$ mm., sospesa in un condensatore di Millikan. Questa particella viene previamente caricata positivamente fino al massimo ⁽¹⁾, in modo che non possa più perdere elettroni per attrito o illuminazione con luce ultravioletta, e che solo una radiazione Röntgen di frequenza sufficiente possa provocare una ulteriore ionizzazione e di conseguenza turbare l'equilibrio della particella. Tale particella costituisce così un rivelatore ultrasensibile dei raggi X. L'esperienza delicata e difficile di JOFFE e DOBRONRAWOV dimostra che passano in media 30 minuti a partire dall'inizio del bombardamento catodico, prima che la particella di bismuto perda un elettrone sotto l'azione dei raggi incidenti (in assenza dell'illuminazione coi raggi Röntgen la particella conserva per ore e ore inalterata la sua carica).

Si possono facilmente immaginare varie spiegazioni di questo risultato: 1) o si suppone, che ogni urto elettronico all'anticatodo dia luogo a un treno d'onde sferiche, ma l'energia somministrata alla particella di bismuto da un singolo treno non sia sufficiente per strapparne un elettrone, e quindi occorra, che la particella accumuli per 30 minuti consecutivi l'energia da circa un milione di treni d'onda incidenti; 2) oppure si suppone, conservando ancora l'ipotesi ondulatoria, che l'energia dell'elettrone provenga dalla particella stessa di bismuto mentre la radiazione incidente funga come una specie di relais, e si ammette, che la particella illuminata dai raggi, abbia una certa probabilità di ionizzarsi; 3) si può poi, insieme con BOHR KRAMERS e SLATER, abbandonare, per processi atomici, i principii di conservazione di energia e di impulso, ammettendo la loro validità statistica (cioè solo per fenomeni macrocosmici); 4) finalmente si può ammettere un'emissione corpuscolare dell'energia (o almeno un'emissione unidirezionale, nel senso che l'energia resti compresa entro un certo angolo solido). In quest'ultimo caso la formola ⁽¹⁾ dà per T il valore:

$$T \approx 10^2 \cdot \frac{4\pi}{5 \cdot 10^{-6}} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ (sec.) } [\approx 30 \text{ (min.)}].$$

[Infatti, preso per il raggio della particella il valore medio $2,5 \cdot 10^{-4}$ mm. si trova $\Omega \approx 5 \cdot 10^{-6}$].

Ora, la prima ipotesi dev'essere scartata, perchè, da una parte, è noto che, se la superficie illuminata dai raggi X è notevole, allora l'emissione dei raggi catodici secondari si inizia all'istante stesso dell'illuminazione, mentre, dall'altra parte, il calcolo dimostra, che perchè un atomo possa accumulare in queste condizioni l'energia necessaria alla ionizzazione occorrono talvolta parecchi giorni! La seconda e la terza ipotesi sono contraddette dalle esperienze di BOTHE e GEIGER ⁽²⁾ in Germania e COMPTON e SIMON ⁽³⁾ in America.

⁽¹⁾ È noto, infatti, che caricando con i metodi ordinari una tale particella, la sua carica raggiunge presto un valore limite.

⁽²⁾ « ZS. f. Phys. », **82**, p. 639, 1925.

⁽³⁾ « Phys. Rev. », **25**, p. 306, 1925; **26** p. 289, 1925.

Queste esperienze provano la validità, nel caso particolare dell'effetto COMPTON, delle leggi di conservazione dell'impulso e dell'energia per i singoli atomi. Del resto ciascuna di queste prime tre ipotesi appare difficilmente conciliabile col complesso di fenomeni noti sull'emissione e assorbimento dei raggi X e dei raggi catodici. Da questo punto di vista l'esperienza di JOFFE e DOBRONRAWOV sembra appoggiare fortemente la teoria corpuscolare.

2. Esperienze di BOTHE e GEIGER e di COMPTON e SIMON ⁽¹⁾.

Come sopra si è osservato queste importanti esperienze confermano pienamente la teoria quantistica o corpuscolare dell'effetto COMPTON e sembrano inconciliabili colla teoria ondulatoria della diffusione dei raggi X. Non insisto ulteriormente, perchè queste esperienze sono già state citate ed in parte descritte su questo periodico dalla BRUNETTI ⁽²⁾ e dal FERMI ⁽³⁾.

3. Esperienza di BOTHE con onde stazionarie.

Questa esperienza, di cui il valore probativo appare assai discutibile, presenta un notevole interesse per la questione stessa, che il suo autore tenta di risolvere.

Ogni radiazione elettromagnetica possiede un certo impulso, il quale nella teoria corpuscolare si considera uguale a $\frac{h\nu}{c}$ per ogni quanto di luce, mentre nell'elettrodinamica classica si esprime per mezzo del vettore di POYNTING.

È noto che la teoria corpuscolare della luce serve per spiegare l'effetto COMPTON, e che la spiegazione è basata essenzialmente sulle leggi di conservazione dell'impulso e dell'energia. Questa stessa teoria però non è in grado di spiegare il più semplice fenomeno di interferenza. BOTHE si propone di esaminare il caso in cui entrano in giuoco contemporaneamente i due gruppi di fenomeni, quantistici e interferenziali; è precisamente il caso dell'effetto COMPTON prodotto da onde stazionarie. Egli tenta di formare coi raggi X delle onde stazionarie, e studia il corrispondente effetto COMPTON. Purtroppo il dispositivo sperimentale adoperato da BOTHE non è adatto per produrre delle onde stazionarie. Infatti BOTHE illumina coi raggi X, provenienti da un tubo Röntgen, due diffusori di paraffina. I raggi diffusi da questi in direzione della loro congiungente vengono isolati mediante un sistema di diaframmi e incidono, propagandosi in versi opposti su un terzo diffusore di paraffina. BOTHE studia l'effetto COMPTON di quest'ultimo e lo trova uguale a quello, che si sarebbe ottenuto illuminando direttamente il terzo diffusore. La previsione teorica sarebbe invece, che essendo nullo nel caso di onde stazionarie l'impulso elettromagnetico classico, risultante dalle interferenze di due sistemi di onde, l'effetto COMPTON dovrebbe apparire modificato.

⁽¹⁾ Loc. cit.

⁽²⁾ « Nuovo Cimento », (n. S.), 3, p. I (Rivista), gennaio-febbraio 1926.

⁽³⁾ Ibid., (n. S.), 3, p. XLVIII (Rivista), marzo 1926.

BOTHE dimentica però, che onde diffuse da diffusori distinti sono fra di loro incoerenti e quindi non possono dare luogo a interferenze. Tanto è vero, che nella classica teoria di THOMSON della diffusione dei raggi X si considerano come incoerenti non solo le onde diffuse da atomi diversi, bensì anche quelle diffuse da elettroni di uno stesso atomo e di conseguenza si sovrappongono le corrispondenti intensità e non le ampiezze. A maggior ragione si devono considerare come incoerenti i treni d'onda usati da BOTHE.

Mi limito a questi pochi cenni ⁽¹⁾ sperando, che essi bastino allo scopo che mi sono prefissato: di richiamare l'attenzione sulle importanti questioni collegate colle esperienze sopra descritte.

(¹) Cito ancora alcune importanti esperienze relative al « computo » dei singoli quanti di luce: V. HESS e R. LAWSON, « Wien. Ber. », **125**, pp. 235, 585, (1916); A. KOVARIK, « Phys. Rev. », **6**, 426, (1915); **8**, 574; **13**, 279; **14**, 179; **23**, 228, 559, (1924).

Torino, 29 aprile 1927.

NOTIZIARIO

CONGRESSO INTERNAZIONALE DEI FISICI
IN OCCASIONE DELLE ONORANZE AD ALESSANDRO VOLTA
(Como, settembre 1927)

Elenco degli aderenti e titolo delle loro comunicazioni.

AUSTRIA

Ehrenhaft F. - Professore al 3° Istituto Fisico dell'Università di Vienna:
Zur Physik submikroskopischer Materie (Mechanische, magnetische und elektrische Kräfte auf kleine Kugeln).

Smekal A. - Professore alla « Technische Hochschule » di Vienna: *Ueber den elektrischen Aufbau der wirklichen Kristalle.*

CANADA

Lennan J. C. Mac. - Professore di Fisica all'Università di Toronto:
Spectrum of the Aurora.

DANIMARCA

Heisenberg W. - Professore di Fisica teorica all'Università di Copenaghen:
Grundlagen der Quantenmechanik.

FRANCIA

Brillouin M. - Professore di Fisica-Matematica al « Collège de France » di Parigi: *Sur une question d'électricité atmosphérique.*

Broglie M. (duc de) - Dottore « ès Sciences » - Parigi: *Sur l'absorption, par la matière, des rayons de courte longueur d'onde.*

Boucherot P. - Parigi: *L'utilisation rationnelle de l'eau froide du fond des Océans.*

Cotton A. - Professore di Fisica all'Università di Parigi: *Sur la production de champs magnétiques permanents, à la fois intenses et étendus.*

Fabry C. - Professore di Fisica all'Università di Parigi: (Titolo da comunicarsi).

Janet P. - Direttore della Scuola Superiore d'elettricità di Parigi: *Sur les tentatives infructueuses faites par un grand nombre d'inventeurs pour réaliser une machine à courant continu sans collecteur.*

Langevin P. - Professore di Fisica al « Collège de France » di Parigi: *Sur une question d'électromagnétisme.*

Perrin J. - Professore di Fisica-Chimica all'Università di Parigi: *L'électrisation des parois au contact des solutions.*

Weiss P. - Professore di Fisica all'Università di Strasburgo: *Les moments atomiques.*

GERMANIA

- Born M.** - Professore di Fisica teorica all'Università di Göttingen: *Ueber die Beziehungen zwischen der Maxwellschen Elektrodynamik und der Quantentheorie.*
- Frank J.** - Professore di Fisica all'Università di Göttingen: *Ueber einige Fragen aus dem Grenzgebiet zwischen Chemie und Physik.*
- Gerlach W.** - Professore di Fisica all'Università di Tübingen: *Ueber das magnetische Verhalten von Gasen und Dämpfen.*
- Grueneisen E.** - Professore di Fisica all'Università di Berlino: *Elektrizitäts- und Wärmeleitung von Metallen in tiefen Temperaturen.*
- Laue M. (v.)** - Professore di Fisica teorica all'Università di Berlino: *Ueber den Dopplereffekt bei der Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch thermisch bewegte Atome.*
- Päechen F.** - Professore di Fisica, Presidente della « Physikalisch-Technischen Reichsanstalt » - Charlottenburg: *Spektroskopische Lichtquellen.*
- Planck M.** - Professore di Fisica all'Università di Berlino: *Ueber die Potentialdifferenz verdünnten Lösungen.*
- Sommerfeld A.** - Professore di Fisica teorica all'Università di Monaco: *Ueber die Beugung von elektromagnetischen Wellen und von elektrischen Korpuskeln.*
- Stern O.** - Professore di Fisica-Chimica all'Università di Amburgo: *Versuche an Molekularstrahlen.*
- Wagner K. W.** - Professore di Fisica, Presidente del « Telegraphentechnischen Reichsamts » - Berlino: *Elektrische Kettenleiter und Wellenfilter.*

INDIA

- Megh Nad Saha.** - Professore di Fisica all'Università di Allahabad: *On the explanation of Spectra of Elements.*

INGHILTERRA

- Aston F. W.** - Dottore in scienze al Laboratorio Cavendish di Cambridge: *Recent work with the mass-spectrograph.*
- Bragg W. L.** - Professore di Fisica all'Università di Manchester: *The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal.*
- Eddington A. S.** - Professore di Astronomia all'Università di Cambridge: *Electrical conditions in the deep interior of a star.*
- Fleming J. A.** - Professore di Ingegneria elettrica all'Università di Londra: *The electric Conductivity of Dielectrics.*
- Richardson O. W.** - Professore di Fisica all'Università di Londra: *The spectrum of the Hydrogene Molecule.*
- Rutherford E.** - Professore di Fisica all'Università di Cambridge: *Atomic Nuclei and their transformations.*
- Thomson J. J.** - Professore di Fisica all'Università di Cambridge: *(Titolo da comunicarsi).*

ITALIA

- Amaduzzi L.** - Professore di Fisica all'Università di Parma: *Ricerche sperimentali di fotoelettricità.*

- Amerio A.** - Professore di Fisica all'Università di Pavia: *Sul problema della radiazione solare.*
- Cantone M.** - Professore di Fisica all'Università di Napoli: *Contributo allo studio sul magnetismo indotto.*
- Corbino O. M.** - Professore di Fisica all'Università di Roma: *(Titolo da comunicarsi).*
- Fermi E.** - Professore di Fisica teorica all'Università di Roma: *Le relazioni tra la statistica e la nuova meccanica.*
- Garbasso A.** - Professore di Fisica all'Università di Firenze: *Discorso commemorativo di Alessandro Volta.*
- Gianfranceschi G.** - Professore di Fisica all'Università Pontificia di Roma: *Sul valore fisico della teoria dei quanti.*
- Giorgi G.** - Professore di Fisica-Matematica all'Università di Cagliari: *L'elettrodinamica di W. Ritz e la teoria balistica delle radiazioni. Osservazioni critiche.*
- Levi-Civita T.** - Professore di Meccanica razionale all'Università di Roma: *Sugli invarianti adiabatici.*
- Lo Surdo A.** - Professore di Fisica Superiore all'Università di Roma: *L'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman.*
- Majorana Q.** - Professore di Fisica all'Università di Bologna: *Telefonia ottica con luce ordinaria o con luce ultravioletta.*
- Marconi G.** - *(Titolo da comunicarsi).*
- La Rosa M.** - Professore di Fisica all'Università di Palermo: *L'applicabilità del principio balistico alla propagazione della luce.*
- Perucca E.** - Professore di Fisica al Politecnico di Torino: *Triboelettricità ed effetto Volta.*
- Somigliana C.** - Professore di Fisica-Matematica all'Università di Torino: *(Titolo da comunicarsi).*
- Straneo P.** - Professore di Fisica-Matematica all'Università di Genova: *La nuova meccanica ondulatoria in rapporto alle idee di Poincaré sulla teoria generale dei quanti.*
- Volterra V.** - Professore di Fisica-Matematica all'Università di Roma: *(Titolo da comunicarsi).*

OLANDA

- Kramers H. A.** - Professore di Fisica all'Università di Utrecht: *La diffusion de la lumière par la matière.*
- Lorentz H. A.** - Professore di Fisica teorica all'Università di Leida: *Quelques problèmes de la théorie des électrons.*
- Zeeman P.** - Professore di Fisica all'Università di Amsterdam: *La radiation des atomes dans un champ magnétique.*

RUSSIA

- Frenkel J.** - Professore di Fisica all'Istituto Politecnico di Leningrad: *Nouveaux développements de la théorie électronique des métaux.*
- Lasareff P.** - Direttore dell'Istituto di Fisica e di Biofisica di Mosca: *Sur la théorie photoélectrique de la vision.*

SPAGNA

Alcobé E. - Professore di Fisica all'Università di Barcellona: *Contributo alla storia della Fisica: un telegrafo elettrico prima della scoperta della pila di Volta.*

Cabrera B. - Professore di Fisica all'Università di Madrid: *Le comportement magnétique des triades du Pd et du Pb et la théorie du paramagnétisme.*

STATI UNITI

Bridgman P. W. - Professore di Fisica all'Università Harvard in Cambridge: *Electrical Properties of Metal Crystals.*

Compton A. H. - Professore di Fisica all'Università di Chicago: *The action of Radiation upon Electrons.*

Duane W. - Professore di Biofisica all'Università Harvard in Boston: *The character of the « General Radiation ».*

Hall E. H. - Professore di Fisica all'Università Harvard in Cambridge: *Volta's Theory of the Volta Effect: a modern interpretation.*

Kennelly A. E. - Professore di Ingegneria elettrica all'Università Harvard in Cambridge: *Normal Attenuation on electric network.*

Langmuir I. - Dottore in Fisica-Chimica alla Compagnia Generale d'Elettricità di New-York: *Electric Discharges in Gases at low pressure.*

Michelson A. A. - Professore di Fisica all'Università di Chicago: *Measurement of the velocity of light.*

Millikan R. A. - Professore di Fisica all'Università di Chicago: *Cosmic Rays.*

Pupin M. I. - Professore di Fisica all'Università di New-York: *Theory of Duplex Balancing in Submarine Cable Telegraphy.*

Tolman R. C. - Professore di Fisica-Chimica e Fisica-Matematica all'Istituto di Tecnologia di Pasadena: *The Mass of the Electric Carrier in Metals.*

Wood R. W. - Professore di Fisica all'Università di Baltimore: *Piezoelectric Oscillator.*

SVEZIA

Siegbahn M. - Professore di Fisica all'Università di Upsala: (Titolo da comunicarsi.

SVIZZERA

Debye P. - Professore di Fisica alla « Technische Hochschule » di Zurigo: *Les propriétés des diélectriques et la théorie quantique.*

Avviso. - I Soci della S. I. F., che intendano assistere alle Sedute, che il superiore Congresso terrà dall' 11 al 16 settembre a Como, il 17 a Pavia ed il 19 a Roma, sono pregati darne comunicazione scritta alla Presidenza della Società entro il 15 luglio.

RIVISTA

LE MANIFESTAZIONI LUMINOSE NEL SECONDO MEZZO NELLA RIFLESSIONE TOTALE ⁽¹⁾

Nota di A. ROSTAGNI

L'ottica elementare insegna che quando un raggio luminoso cade sulla superficie di separazione di due mezzi trasparenti, ha origine, in generale, un raggio riflesso nel mezzo che contiene il raggio incidente e un raggio rifratto nell'altro. Aggiunge che, se il secondo mezzo è otticamente più denso del primo, il raggio rifratto cessa di esistere, quando l'angolo d'incidenza supera un certo valore pel quale $n \sin i = 1$ (detto n l'indice di rifrazione del primo mezzo rispetto al secondo): e la luce allora si ritrova tutta nel raggio riflesso. Si parla in questo caso di riflessione totale: ma non si dà al fenomeno

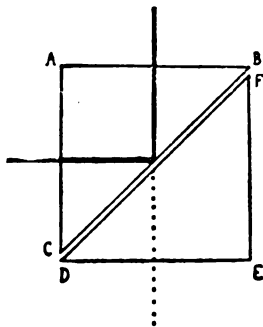


Fig. 1

un rilievo particolare, fuori di quello che gli deriva dalle applicazioni pratiche. E non si fa cenno, di solito, della possibilità di ottenere, in condizioni speciali, manifestazioni di luce nel secondo mezzo quando pure l'incidenza supera il valor limite sopra ricordato.

La prima osservazione di un fatto di questo genere risale al NEWTON ⁽²⁾. S'immagini un prisma isoscele rettangolo ABC (fig. 1). La luce entri per la faccia AB si rifletta totalmente sull'ipotenusa. S'avvicini a questa l'ipo-

⁽¹⁾ In questo articolo non intendo portare risultati nuovi, nè do un resoconto completo di quanto è stato fatto sull'argomento: espongo soltanto, in forma intuitiva fin dove è possibile, quelle nozioni che a me pare occorranno a lumeggiare i caratteri essenziali del fenomeno: per maggiori notizie rimando alle opere citate.

⁽²⁾ Opt. lib. II, obs. 1, p. 185.

tenuta d'un altro prisma simile *DEF*. Ci si attenderebbe che la riflessione non fosse turbata sino a che le due superficie affacciate non venissero a immediato contatto, così che l'insieme dei due prismi apparisse come un cubo omogeneo. Allora e allora soltanto si dovrebbe bruscamente passare dalla riflessione totale alla trasmissione non disturbata.

Questo, se fosse vera la concezione delle superficie ottiche come pure superficie geometriche. Nel caso descritto succede invece che, quando la distanza delle facce discende all'ordine di una lunghezza d'onda della luce incidente, si comincia a percepire attraverso il secondo prisma una debole luce nella direzione del raggio primitivo. Diminuendo la distanza cresce, e sempre più rapidamente, la intensità della luce trasmessa, mentre diminuisce, s'intende, nella stessa misura la luce riflessa; finchè, raggiunto il contatto ottico, la trasmissione diviene integrale.

Ma questo capovolge quelle idee ricordate di sopra: non è dunque la superficie geometrica: è tutto uno strato, anche del secondo mezzo, che partecipa alla riflessione. L'osservazione trascende in importanza il fatto specifico al quale si riferisce, e ci avvia verso un modello generale meno astratto che si concilia meglio con la nostra intuizione. Poichè, sia che si voglia rappresentare la luce come un'oscillazione dell'etere di natura elastica, per cui il passaggio da un corpo ad un altro si caratterizzi con una variazione della densità dell'etere oppure del modulo di elasticità: l'intuizione meccanica si ribella all'idea di una vibrazione che venga troncata di netto alla superficie di separazione di due corpi. Sia che alla luce si riconosca il carattere elettromagnetico e si pensino i corpi trasparenti differenziati dalla costante dielettrica: la nozione che abbiamo dei campi elettrici e magnetici ci indica bensì delle variazioni discontinue nella intensità ma esclude una cessazione delle linee di forza ad una superficie che separi due dielettrici. Si può ricordare che per la rifrazione delle linee di forza vale la legge delle tangenti che non ammette esclusione di valori e quindi riflessione totale.

La riflessione totale nella teoria elettromagnetica.

Le varie teorie traducendo in simboli matematici i concetti suesposti, portano tutte ad ammettere anche nella cosiddetta riflessione totale, una oscillazione che si propaga oltre la superficie di separazione dei due mezzi, con ampiezza decrescente in profondità. Possiamo soffermarci, per fissare le idee, sulla teoria elettromagnetica, che dà alle premesse un contenuto fisico più soddisfacente; mentre abbraccia un più vasto campo di fenomeni collegando con le onde luminose le onde hertziane, che allo studio che ci occupa si prestano bene a controlli quantitativi, per la migliore accessibilità della loro lunghezza d'onda.

Ricordo la rappresentazione materiale della propagazione di un'onda elettromagnetica piana indefinita: nella quale in ogni istante le linee di forza elettriche e magnetiche costituiscono due sistemi di rette orientate ortogonali, situate per ogni valore della fase in un medesimo piano normale alla direzione di propagazione; variandone la densità ed il verso nei piani succes-

cessivi con legge sinusoidale. Immaginando che il sistema di piani muova come un tutto rigido in direzione normale con la velocità della luce si ha una visione compiuta del processo: cui corrisponde punto per punto, un flusso unitario di energia proporzionale al prodotto delle intensità istantanee del campo elettrico e magnetico: che si usa pensare come il flusso di un certo vettore, essenzialmente variabile nel tempo e nello spazio, il vettore di POYNTING, normale al campo elettrico e magnetico; la cui direzione assumiamo a definire, punto per punto, il raggio luminoso. Questo è dunque, in altre parole, la linea involuppo del vettore nominato; o, ancora, la traiettoria della energia raggiante: e si vedrà tosto l'opportunità di una definizione precisa.

Nell'onda presa in esame i vettori di POYNTING sono tutti costantemente paralleli, nè sorge incertezza nella determinazione del raggio. Ma quando essa venga ad incidere su un piano indefinito separante due mezzi a costante dielettrica diversa, noi sappiamo che prende origine un'onda riflessa che si sovrappone alla primitiva in tutto il semispazio che essa riempie, generando insieme con quella un moto oscillatorio risultante, nel quale *pensato complessivamente* diviene impossibile secondo il concetto volgare definire il

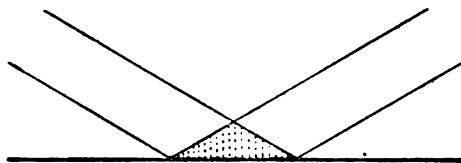


Fig. 2

raggio luminoso. È una difficoltà questa che si offre di rado alla nostra attenzione in quanto con fasci finiti ha luogo soltanto nella ristretta regione comune al fascio incidente e al riflesso (la regione tratteggiata nella fig. 2). Ma la discussione di essa può dar luce su alcune modalità del fenomeno di riflessione totale, che considerate a sè spesso apparvero strane.

Qui ci serva di guida la espressione analitica ⁽¹⁾. Sia piano xy il piano riflettente; i versi positivi degli assi x e z , paralleli al piano di incidenza, formino angolo acuto col raggio incidente (fig. 3). Pensiamo per semplicità la luce polarizzata nel piano di incidenza: sia cioè normale a questo il vettore elettrico, di ampiezza E , parallelo all'asse y , mentre il vettore magnetico è contenuto nel piano xz . Se chiamiamo φ l'angolo d'incidenza, n l'indice di rifrazione, T il periodo e $v = \frac{c}{n}$ la velocità della luce nel mezzo considerato la teoria ci assegna le equazioni

$$Y_1 = E \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{x \sin \varphi + z \cos \varphi}{v} \right]$$

⁽¹⁾ Cfr. DRUDE, *Lehrbuch der Optik*; inoltre, per riferimento al caso speciale, C. SCHAEFER e G. GROSS, *Untersuchungen über die Totalreflexion*. « Ann. der Phys. », 32, 648, 1910.

per il vettore elettrico e

$$X_1 = -nE \cos \varphi \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{x \sin \varphi + z \cos \varphi}{v} \right]$$

$$Z_1 = nE \sin \varphi \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{x \sin \varphi + z \cos \varphi}{v} \right]$$

per il vettore magnetico dell'onda incidente. Il numeratore della frazione che compare nell'argomento del coseno rappresenta la distanza del punto

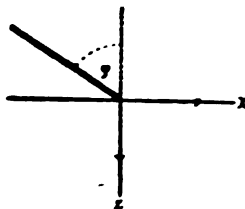


Fig. 3

considerato dal piano d'onda passante per l'origine. Supposte senz'altro le condizioni di riflessione totale si ha per l'onda riflessa

$$Y_2 = E \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{x \sin \varphi - z \cos \varphi}{v} - \varepsilon \right]$$

$$X_2 = nE \cos \varphi \cos \frac{2\pi}{T} \left[\right]$$

$$Z_2 = nE \sin \varphi \cos \frac{2\pi}{T} \left[\right]$$

dove ε indica uno sfasamento caratteristico, dipendente dall'angolo di incidenza, che interviene, appena questo supera l'angolo limite, fra l'onda incidente e l'onda riflessa.

Sommando le componenti corrispondenti e trasformando in prodotti le somme di funzioni circolari si hanno per i vettori risultanti espressioni notevoli della forma

$$Y = Y_1 + Y_2 = 2E \cos \frac{2\pi}{T} \frac{\cos \varphi}{v} z \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \varepsilon \right]$$

e altre due analoghe: nelle quali vediamo un'onda che avanza secondo l'asse x con velocità $\frac{v}{\sin \varphi}$: la cui ampiezza non è costante sui piani d'onda, bensì varia periodicamente con x : la sovrapposizione insomma di un'onda progressiva parallela al piano riflettente con un'onda stazionaria normale a questo.

È facile vedere ancora, d'altro canto, che l'energia, pensata nel suo insieme, si propaga secondo l'asse x . Basta immaginare decomposte, separatamente, secondo i tre assi coordinati le correnti d'energia legate all'onda

incidente e all'onda riflessa. Le componenti secondo y sono nulle, in quanto non si ha passaggio di energia da una parte all'altra del piano di incidenza. La componente secondo x è positiva nell'onda incidente in quanto l'energia in essa si avvicina al piano riflettente; è eguale e contraria nell'onda riflessa totalmente che se ne allontana. Sono entrambe positive le componenti secondo z , la cui somma rimane, sola, diversa da zero.

Ci si domanda se non sia per caso da assumere l'asse x come direzione del raggio. Uno sguardo alle equazioni lo esclude: in quanto non è nulla in generale la componente X , e di conseguenza il vettore risultante non sarebbe più trasversale, in contrasto con la nostra definizione di raggio. Non solo, ma ci si persuade facilmente che il vettore di POYNTING varia da punto a punto e da istante a istante in direzione: il suo inviluppo non può essere una retta, ma una curva funzione del tempo.

Nel caso trattato questi inconvenienti non giungono a turbarci da un punto di vista concettuale, perchè la opportuna decomposizione dell'onda in una parte incidente e un'altra riflessa — decomposizione arbitraria, sebbene suggerita dai fatti — ce li toglie di vista.

La penetrazione della perturbazione nel secondo mezzo.

Veniamo all'oggetto principale del nostro studio. Come già accennai al principio la teoria assegna alle componenti del campo elettromagnetico nel mezzo otticamente meno denso un valore non nullo, pure quando si hanno le condizioni di riflessione totale. Il calcolo è impostato alla stessa maniera che porta nel caso ordinario alla determinazione del raggio rifratto, e ci assegna le equazioni

$$\begin{aligned} Y' &= E'e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda'}} \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] \\ X' &= -E'ke^{-2\pi k \frac{z}{\lambda'}} \sin \frac{2\pi}{T} \left[\right] \\ Z' &= E' \frac{n}{n'} \sin \varphi e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda'}} \cos \frac{2\pi}{T} \left[\right] \end{aligned}$$

dove n' è l'indice di rifrazione e λ' la lunghezza d'onda nel mezzo considerato, $E' = 2E \frac{N \cos \varphi}{\sqrt{N^2 - 1}}$, $k = \sqrt{N^2 \sin^2 \varphi - 1}$, con $N = \frac{n}{n'}$, e infine ϑ' una costante di fase.

Si nota a prima vista una analogia colle espressioni trovate per il primo mezzo. Anche qui vediamo una oscillazione che si propaga secondo l'asse x colla medesima velocità $\frac{v}{\sin \varphi}$. Soltanto qui si aggiunge un fattore esponenziale per cui l'ampiezza, invece di variare periodicamente con x , decresce in modo continuo.

Un quesito fondamentale si presenta a questo punto: donde proviene l'energia al secondo mezzo? Sarà evidentemente somministrata dall'onda

incidente: ma dovrà pure, d'altra parte, venir restituita in qualche modo all'onda riflessa, se la riflessione si dice totale.

È facile stabilire le modalità dello scambio. Colle posizioni particolari fatte il flusso di energia elettromagnetica nell'intervallo dt attraverso l'elemento d'area $d\sigma = dx dy$ di un piano qualunque parallelo al piano xy , nel secondo mezzo, risulta in modo semplice dalla espressione

$$\begin{aligned}
 d\Phi &= \frac{c}{4\pi} X'Y' d\sigma dt = \\
 (*) &= -\frac{c}{4\pi} E'^2 k e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda'}} \cos \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] \sin \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] d\sigma dt.
 \end{aligned}$$

L'energia passata fra i tempi t , e t_1 , si ottiene integrando rispetto a t fra questi limiti

$$(**) \quad \Phi = \frac{c}{4\pi} E'^2 k e^{-4\pi k \frac{z}{\lambda'}} \frac{T}{4\pi} \left| \sin^2 \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] \right|_{t_1}^{t_2} d\sigma.$$

Il valore relativo al piano di separazione si ha ponendo $z = 0$. Allora

$$\Phi = A \left| \sin^2 \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] \right|_{t_1}^{t_2}.$$

Il flusso d'energia compare così come una funzione periodica del tempo con periodo $\frac{T}{2}$. Se all'istante t_1 il seno vale zero, il flusso nell'intervallo da

t_1 a $t_1 + \frac{T}{4}$ vale A e nel successivo intervallo da $t_1 + \frac{T}{4}$ a $t_1 + \frac{T}{2}$ vale $-A$.

Di più identiche condizioni si ripetono, a un determinato istante, in tutti i punti situati lungo l'asse x a distanze $\frac{Tv}{2 \sin \varphi}$. Si hanno cioè tutti i caratteri

di un fenomeno periodico propagantesi secondo x con velocità $\frac{v}{\sin \varphi}$. Interessa anzi, per il seguito, notare esplicitamente che, sostituendo nella (*) a $d\sigma$ il suo valore e integrando rispetto a x fra x_1 e x_2 , si ottiene un integrale della forma

$$\Phi_1 = B \left| \sin^2 \frac{2\pi}{T} \left[t - \frac{\sin \varphi}{v} x - \vartheta' \right] \right|_{x_1}^{x_2}$$

che esprime Φ_1 come funzione periodica di x con periodo $\frac{vT}{2 \sin \varphi}$.

Il risultato ottenuto ribadisce il legame stabilito fra le onde complesse situate nei due mezzi. Esse corrono in parallelo colla stessa velocità, cedendosi a vicenda, alternativamente, energia.

In modo diverso si presentò la questione a molti autori, i quali, osservando che il valor medio di Φ nell'intervallo T è nullo, ne conclusero che l'energia si propaga, nel secondo mezzo, lungo l'asse delle x : e parlarono

di raggio radente proveniente dall'infinito, rilevandone come strana caratteristica la non trasversalità delle vibrazioni ⁽¹⁾.

Noi, ricordando le considerazioni svolte per l'onda risultante nel primo mezzo, siamo in grado di affermare che la prima di queste conclusioni è vera, sì, da un punto di vista complessivo: ma non giustifica le successive estensioni in quanto il raggio è definito soltanto dal vettore di POYNTING: rispetto al quale le vibrazioni sono, per la sua stessa definizione, trasversali. Ma qui, come appunto nel caso preso a confronto, il vettore di POYNTING non ha direzione costante, e quindi non esiste raggio nel senso volgare, cioè, rettilineo.

Senza ricorrere ad una trattazione precisa di questo punto, che è sviluppata da EICHENWALD ⁽²⁾; la soluzione è suggerita direttamente alla nostra intuizione dall'andamento periodico del flusso. Se notiamo che, in ogni istante, la stessa quantità di energia che passa attraverso la striscia compresa fra le rette $x = x_1$ e $x = x_2 + \frac{vT}{4 \sin \varphi}$ dal primo al secondo mezzo è da questo restituita attraverso la striscia adiacente della stessa larghezza: ci si presenta naturale un modello in cui si veda ogni quantità elementare di energia provenire dalla sorgente per cammino rettilineo a un elemento della superficie di separazione, in parte valicarla, solcare in breve percorso il mezzo meno denso e tornare tosto attraverso un successivo elemento, distante dal primo meno di $\frac{vT}{2 \sin \varphi}$, nel primo mezzo.

Con ciò si viene, se si osserva bene, ad adottare per l'onda complessa nel secondo mezzo quella stessa forma di decomposizione che risultò più fruttifera nel primo, in un'onda incidente e una rimessa: ed a questo siamo confortati dal legame ripetutamente constatato fra le due onde. Ma il carattere più saliente è precisato qui dal fattore esponenziale contenuto nella espressione ^(**) del flusso: che indica un decremento della quantità di energia che penetra negli strati più profondi: che richiama vivacemente l'idea di una riflessione graduale, dovuta alla cooperazione dei successivi strati. Con che si ha una visione completa del processo, assai più vicina alle vecchie idee di FRESNEL di quello che non si volesse ammettere ancora vent'anni fa ⁽³⁾.

I metodi sperimentali.

La rapidità di decremento dell'energia colla distanza dalla superficie riflettente implica d'altronde la difficoltà dello studio sperimentale del fenomeno: quando a distanza di una o di poche lunghezze d'onda l'intensità diviene insensibile, se si pensa alla piccolezza delle lunghezze d'onda luminose ci si rende facilmente conto che soltanto delicati artifici ce lo renderanno ac-

⁽¹⁾ Cfr. W. VOIGT, « Ann. der Phys. », 68, 135, 1899. In generale si vedano i trattati di ottica di DRUDE e WOOD.

⁽²⁾ A. EICHENWALD, « Giornale della Società russa di fisica e chimica », sez. fis., p. 131, 1909. Cfr. SCHAEFER e GROSS, loc. cit.

⁽³⁾ Cfr. P. DRUDE, « Winkelmanns Hdb. der Physik », VI, 2^a ed., p. 1272.

cessibile. Infatti, per realizzare la esperienza dei due prismi accennata in principio con la possibilità di controlli quantitativi della teoria, si preferisce praticamente dare alla faccia ipotenusa di uno di essi una forma sferica a raggio di curvatura molto grande, per modo che, a partire da un punto di effettivo contatto, lo spessore cresca gradatamente, senza ricorso a spostamenti meccanici e col vantaggio essenziale di poterlo in ogni punto misurare con buona approssimazione coll'aiuto degli anelli di NEWTON.

Questo dispositivo fu ideato da QUINCKE ⁽¹⁾ e ripreso da HALL ⁽²⁾, che fece le misure più complete e precise. Egli pone il sistema dei due prismi descritti — tenuti a contatto con leggera pressione — sul tavolino di uno spettrometro, cogli spigoli rifrangenti verticali. Il collimatore manda nel prisma a faccie piane un fascio parallelo di luce monocromatica. Se l'incidenza sulla faccia ipotenusa è minore del valore limite per la riflessione totale si vedono in luce riflessa e in luce trasmessa i due sistemi complementari di anelli di NEWTON, formati nella lamina sottile compresa con la faccia sferica dell'altro prisma. Se k è l'intero dispari relativo all'ordine di un anello nero in luce trasmessa, r l'angolo di rifrazione e λ la lunghezza d'onda della luce nel mezzo compreso fra i prismi, lo spessore s della lamina in corrispondenza dell'anello è dato da

$$s = \frac{k\lambda}{4 \cos r}.$$

Ponendo un vetro spulito all'uscita del fascio luminoso si vedono gli anelli in forma ellittica come proiezione obliqua dei cerchi di eguale spessore della lamina trasparente. Se ne misura il diametro massimo, verticale, che è proiettato in vera grandezza, e quindi eguale al diametro del cerchio corrispondente, con un cannocchiale munito di micrometro oculare. Si costruisce un diagramma degli spessori in funzione delle distanze dal punto di effettivo contatto.

Se ora ruotando il sistema, si aumenta l'angolo di incidenza oltre il valor limite gli anelli di NEWTON scompaiono; ma rimane visibile una ellisse luminosa, assai maggiore di quella che corrisponderebbe al materiale contatto ottico: anche se si ammette che questo, per la deformabilità dei corpi, non sia limitato a un punto geometrico. L'asse verticale di essa, coll'aiuto del diagramma prima costruito, ci dà una misura dello spessore massimo attraversato dalla luce. Questo diminuisce al crescere dell'angolo di incidenza; come cresce al crescere della lunghezza d'onda della luce. Dipende dalla intensità luminosa incidente: come si capisce osservando che la teoria dichiara un andamento graduale nella diminuzione dell'ampiezza di oscillazione in profondità: il che anzi fa presumere naturalmente una dipendenza della misura dalle condizioni di sensibilità sia generali che momentanee dell'osservatore. Dipende infine dagli indici di rifrazione dei due prismi e del mezzo interposto, e dalle condizioni di polarizzazione della luce; secondo leggi assegnate dalla teoria completa del fenomeno, che tiene conto delle condizioni

(1) G. QUINCKE, « Pogg. Ann. », 127, 1 e 199, 1866.

(2) E. E. HALL, « Phys. Rev. », 15, 73, 1902.

speciali d'esperienza, nella quale il mezzo che produce la riflessione totale compare in forma di lamina sottile compresa fra due mezzi otticamente più densi.

Numericamente si trova una buona concordanza fra le deduzioni teoriche e i valori direttamente misurati. Gli spessori attraverso i quali si ha ancora una trasmissione di luce in quantità percettibile giungono nelle esperienze di HALL, a seconda delle condizioni, a valori massimi di tre o quattro lunghezze d'onda, per discendere a pochi decimi per incidenze molto oblique. La dipendenza della penetrazione assoluta dalla lunghezza d'onda fa prevedere l'aspetto del fenomeno in luce bianca. L'ellisse, veduta in luce trasmessa, va sfumandosi ai bordi in tinta rossastra; mentre per riflessione si vede nel campo luminoso di riflessione totale, intorno al punto di contatto, una traccia in penombra digradante al contorno in luce bluastra complementare di quella trasmessa.

Osservazioni analoghe si ebbero pure per le onde elettromagnetiche di HERTZ. Il primo ad occuparsene qualitativamente fu il RIGHI ⁽¹⁾, che usa due prismi retti di paraffina di 17 cm. di apertura. Fa riflettere totalmente onde piane di $\lambda = 106$ mm. alla faccia ipotenusata di uno di essi: avvicinando l'altro si comincia ad avere trasmissione sensibile al risonatore a scintilla quando la distanza delle ipotenusate è vicina a 5 cm., cioè circa mezza lunghezza d'onda.

Il dispositivo è ripreso con intendimenti quantitativi da SCHÄFER e GROSS ⁽²⁾, che raggiungono migliore sensibilità, sostituendo al risonatore a scintilla l'elemento termoelettrico di KLEMENCIC, e giungono a studiare la legge di variazione delle intensità rispettivamente trasmesse e riflesse sino a distanza di una lunghezza d'onda. Riescono inoltre a mettere in evidenza e misurare direttamente le oscillazioni in vicinanza della superficie del prisma a riflessione totale portandosi senz'altro il risonatore, senza intervento del secondo prisma.

In quest'ultima forma non si potrebbe naturalmente operare sulle onde luminose: ma è possibile, invero, in via qualitativa una rivelazione diretta anche per queste: ricorrendo soltanto a risonatori opportuni. Se così possiamo chiamare, ad esempio, particelle colloidali che, trovandosi a piccolissima distanza da una superficie che rifletta totalmente diventano visibili come centri di diffrazione: fatto che si verifica all'ultramicroscopio, nel dispositivo di COTTON e MOUTON ⁽³⁾ quando si fa avvenire la riflessione totale al portaoggetti sotto al preparato, anzichè al coprioggetti. Oppure granuli di alogenuro d'argento che subiscano l'azione fotochimica come in una ben nota esperienza di HALL ⁽⁴⁾.

⁽¹⁾ A. RIGHI, *L'ottica delle oscillazioni elettriche*, p. 157 e segg.

⁽²⁾ Loc. cit.

⁽³⁾ A. COTTON e H. MOUTON, *Les ultramicroscopes*.

⁽⁴⁾ Loc. cit.

ASPETTO FISICO DELLA GRAVITAZIONE

COMPILAZIONE IN TRE CAPITOLI

di G. DALLA NOCE

CAPITOLO I. Validità sperimentale della legge di Newton.

ISACCO NEWTON nel libro terzo dei suoi « *Philosophiæ naturalis principia mathematica* », apparso a Londra nel 1687, a proposito dei movimenti dei corpi celesti e della caduta dei corpi sulla superficie della terra, enuncia questa legge: « Se in un dato istante due elementi con masse m_1 ed m_2 si trovano alla distanza r l'uno dall'altro, nello stesso istante agisce su ognuno dei due elementi nella direzione dell'altro una forza proporzionale alle masse, quindi al prodotto di esse, $m_1 m_2$ ed inversamente proporzionale al quadrato della loro distanza r . L'entità di questa forza è dunque

$$G \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

dove G è una costante universale, cioè dipendente soltanto dal sistema di misure, la cosiddetta costante di gravitazione ». Così NEWTON intende soltanto d'immaginare che tutti i corpi sensibili siano legati tra loro da un legame di natura uguale, per cui assumano una tendenza a spostarsi l'uno verso l'altro, o persino l'uno verso l'altro, immediatamente, secondo la loro distanza istantanea e secondo un *quid* proprio a ciascun corpo, che sarebbe la massa pesante o gravifica. Questa massa è un ente sconosciuto come la forza attrattiva, quindi la detta immagine sarebbe vana, se i concetti di massa e forza attrattiva non potessero trarre il loro valore dall'esperienza quotidiana. Seguendo questa, in vista d'una espressione rigorosa della legge di NEWTON, si potrebbero supporre in prima approssimazione tutti i corpi costituiti di materia identica, omogenei e sferici, attribuire il valore uno alla materia di un'unità di volume, quindi per mezzo dei volumi sferici riferire ad essa tutte le masse. Allora la legge di NEWTON si formulerebbe così: i movimenti dei corpi celesti e dei corpi cadenti sulla superficie della terra, avvengono come se essi tutti e la terra si attrassero con una forza $G \frac{m_1 m_2}{r^2}$, colle masse concentrate nei centri. Ma questo concetto della massa, dedotto dall'ipotesi di omogeneità e di materia identica per tutti i corpi, non risponde propriamente alla realtà: conviene trarre dall'osservazione un concetto di massa più preciso. Ponendoci a distanza fissa dal centro della terra, osserviamo anzitutto che tutti i corpi lasciati liberi assumono la stessa accelerazione, perciò la forza attrattiva esercitata dalla terra non solo è proporzionale a masse di corpi ideali, omogenei e di materia uguale ad

un'ipotetica materia media terrestre, ma di più si può stabilire per qualsiasi corpo reale un numero riferito alla terra e ad esempio ad un cm³ d'acqua distillata a 4° gradi: questo numero indica quanti cm³ d'acqua subiscono dalla terra egual forza attrattiva che il corpo e si chiama la sua massa pesante: la bilancia ne è lo strumento misuratore. Stabilita così l'unità di massa, come forza tipica si può prendere per la sua relativa costanza, la forza di gravità che si esercita sull'unità di massa in un dato luogo, e, per lo stesso principio dell'eguale accelerazione, misurare le forze colla bilancia. Nel sistema di unità scelto per distanze, masse e forze, sarà espressa la costante gravitazionale G : le esperienze di laboratorio che determinano il valore della G e verificano la costanza di questo valore per varie masse e varie distanze sono le stesse che quelle atte a provare la legge di attrazione di NEWTON. Di più dette esperienze hanno pure lo scopo di determinare la densità media terrestre, perchè dalla costante G insieme coll'accelerazione e le dimensioni terrestri, si deduce questa densità.

Le prime esperienze per la determinazione della costante G e conseguente verifica della legge di NEWTON, furono intraprese nel 1798 da H. CAVENDISH, mediante una bilancia ad asse di rotazione verticale, detta bilancia di torsione: due sfere di piombo di 30 cm. di diametro avevano azione su due sfere dello stesso materiale del diametro di 2 cm., poste simmetricamente su un giogo orizzontale, sospeso ad un filo. L'attrazione era dedotta dalla deviazione del giogo e dal coefficiente di torsione del filo, ricavabile dalla conoscenza del momento d'inerzia e del periodo. Il momento d'inerzia si calcolava dal peso delle sfere e del giogo, prendendo dunque come tipo la forza di gravità e supponendo l'inerzia proporzionale alla massa pesante. Collo stesso metodo sperimentarono poi F. REICH, F. BAILY, C. V. BOYS e CARLO BRAUN. F. REICH nel 1838 realizzò un progresso su CAVENDISH coll'uso delle letture a specchio; seguirono nel 1843 le misure di F. BAILY, specialmente interessanti perchè furono estese ad una grande serie di sostanze e condotte nel modo più svariato. C. V. BOYS e CARLO BRAUN, rispettivamente nel 1889 e 1897, riferendosi a materie diverse, raggiunsero la più grande precisione, trovando valori concordanti della costante G fino a circa un decimillesimo. Ma a proposito dell'esattezza raggiungibile colla bilancia di CAVENDISH, uno studioso di gravitazione, V. CRÉMIÉUX, dà conto nel 1910 di una serie di esperienze da lui eseguite per dimostrare che con quel metodo si commette un errore sistematico, proveniente dal fatto che la bilancia è sottoposta oltre alla coppia di torsione, anche ad una coppia supplementare, dovuta a flessione del filo: tale errore sarebbe dell'ordine di un millesimo, mentre si pretendeva dal metodo un'approssimazione molto maggiore. L'Autore poi propone un nuovo metodo per lo studio della gravitazione, che, utilizzando giustamente la flessione del filo, non avrebbe i difetti di quello della bilancia di CAVENDISH: dei risultati raggiunti manca uu minuto ragguaglio.

Con metodo diverso, quello della bilancia ordinaria ad asse di rotazione orizzontale, ma ancora per la verifica sperimentale della legge delle masse, furono eseguite misure da VON JOLLY nel 1881, determinando la differenza di peso, che produceva l'avvicinamento ad un piatto della bilancia di 5775 Cg.

di piombo; essa era dell'ordine di decine di milligrammi. Egualmente hanno sperimentato I. H. POYNTING, KÖNIG, F. RICHARZ ed O. KRIGAR MENZEL poco prima del 1900, usando, come corpi attiranti, masse fino a 100.000 Cg. sotto forma di cubi fino a 2 metri di lato. Nelle loro esperienze le misure di forze dipendevano dall'esattezza dei cavalieri impiegati: per quelle di RICHARZ e e KRIGAR MENZEL il laboratorio di misure a Parigi aveva tarato i cavalieri rispettivamente in 27, 9, 3, 1,4 e 0,8 mg. a meno di un decimillesimo di milligrammo. Dalle esperienze del tipo suddescritto risulta che si è cercato di verificare la legge delle masse di NEWTON in queste condizioni: masse gravifiche determinate con bilancie fino ad un certo grado di precisione, sono soggette a forze gravifiche, che, direttamente oppure, supponendo la massa inerte dell'equipaggio oscillante proporzionale alla sua massa pesante, sono riportate a misure di pesi, eseguite con bilancie di grande precisione, fino a decimillesimi di milligrammo: queste forze ubbidiscono alla legge di NEWTON a meno di decimillesimi del loro valore totale, secondo i dati di BORS. Ma queste mirabili approssimazioni sono sempre soggette al presupposto che la legge di NEWTON sia verificata per la terra: se questa non imprimesse a tutti i corpi uguale accelerazione, la bilancia non sarebbe uno strumento in principio perfetto nè la deviazione dell'equipaggio mobile misurerebbe perfettamente la forza attrattiva, quindi l'approssimazione raggiungibile nella prova della legge delle masse, sarebbe minore. Tale presupposto, indotto dalla prima osservazione della caduta dei corpi, può essere sottoposto a rigoroso controllo, quindi, mentre sarà dimostrata la legge delle masse per parte della terra, sarà dimostrata anche la proporzionalità tra massa inerte e massa pesante. Infatti il principio di NEWTON che i corpi cadano tutti sulla colla stessa accelerazione, contiene già la legge di proporzionalità tra massa inerte e massa pesante, per il principio meccanico di GALILEI-NEWTON, che tutte le forze imprimenti uguali accelerazioni ai corpi siano proporzionali alle masse inerti di questi. Le esperienze, in cui non si facciano misure nè di masse nè di forze, ma soltanto di accelerazioni gravifiche, sono rigorose sia per la dimostrazione della legge newtoniana delle masse, applicata alla terra, sia per la dimostrazione della proporzionalità tra masse inerti e masse pesanti. Le osservazioni sulla libera caduta dei corpi e sui pendoli di sostanze di varia natura, furono già ideate ed iniziate da NEWTON. Dalle esperienze pendolari egli poté soltanto concludere che la differenza dell'attrazione esercitata dalla terra su corpi di costituzione diversa, doveva essere minore di un millesimo dell'intera attrazione. F. W. BESSEL nel 1833 perfezionò il metodo del pendolo coll'uso dei pendoli reversibili, da cui l'accelerazione di gravità si ricava in funzione di tempi e della distanza degli assi reciproci. Si aggiunge quindi la difficoltà della determinazione di questa distanza, a meno che non si voglia ancora misurare una massa e lunghezze ausiliarie secondo il BORDA, ed allora si ricadrebbe nella difficoltà di principio. Tuttavia il BESSEL abbassò quella possibile differenza nell'attrazione dal millesimo di NEWTON ad un sessantamillesimo. Più semplici e precise sarebbero le determinazioni dell'accelerazione di gravità dall'osservazione della caduta dei corpi in un tubo, in cui si sia fatto il vuoto fino all'estremo limite praticamente raggiungibile, il cosiddetto tubo di NEWTON. In tal forma sperimentò PULUY nel 1888 in un vuoto abbastanza buono e con

sganciamento elettromagnetico; A. GUILLET nel 1917 riprese queste esperienze, dimostrando la preferibilità del tubo di NEWTON sui pendoli, ma non ha dato sufficiente notizia dei suoi risultati, perchè se ne possa dedurre il grado di precisione raggiunto.

Nel campo di ricerche rigorose sull'indipendenza dell'attrazione terrestre sovra corpi di sostanza diversa, hanno speciale rilievo quelle che il barone ROLANDO VON EÖTVÖS per trent'anni seguì, con valido aiuto di assistenti, a Budapest, fino alla sua morte avvenuta l'8 aprile 1919. L'idea di EÖTVÖS è di paragonare tra loro masse inerti e pesanti. La forza di gravità apparente deve considerarsi la risultante di due forze, in generale di direzione diversa, di cui l'una dipendente dalle masse gravifiche e l'altra dall'inerzia dei corpi: ambedue le forze sono supposte proporzionali alle masse rispettivamente pesanti ed inerti; ma per l'unità di massa inerte si può avere un diverso coefficiente newtoniano a secondo della sostanza, cioè la risultante della forza centrifuga e della forza di gravità per unità di massa inerte di diversa sostanza, può avere direzione diversa. Nel qual caso, sospendendo due corpi diversi alle estremità della sbarra di una bilancia di torsione, la sbarra dovrebbe subire una deviazione orizzontale, tranne che ai poli e all'equatore, se la sbarra fosse diretta dall'est all'ovest, e si potrebbe constatare questa deviazione, girando di 180° tutto il sistema. Infatti, invertendo la direzione della sbarra, s'inverte pure il momento di rotazione agente su di essa ed allora dovrebbe manifestarsi una differenza d'orientazione nella posizione d'equilibrio della sbarra. Le osservazioni a questo scopo istituite da EÖTVÖS non portarono ad alcuna differenza tra i coefficienti d'attrazione newtoniana per le unità di massa inerte di vetro, ottone, antimonio e sughero in confronto col platino, a meno di un ventimillesimo, operando nel vuoto.

Per le sostanze radioattive si potrebbe aspettare un notevole scarto dalla proporzionalità tra massa inerte e massa pesante, ammessa l'inerzia dell'energia. Infatti notandosi notevoli diminuzioni d'energia nelle trasformazioni radioattive, la massa inerte dovrebbe diminuire; se d'altra parte la massa pesante rimanesse costante o variesse in altro rapporto, non potrebbe più aversi la proporzionalità tra massa inerte e massa pesante. Già nel 1910 L. SOUTHERNS sottopose sostanze radioattive ad osservazioni pendolari: nessuna differenza potè constatare tra il quoziente delle masse per ossido di uranio ed ossido di piombo, prodotto di trasformazione del primo, a meno di 5 milionesimi. Le esperienze sulle sostanze radioattive vennero ripetute da P. ZEEMAN nel 1917 col metodo della bilancia di EÖTVÖS: anch'egli valutò la differenza dei rapporti tra masse pesanti ed inerti per nitrato di uranile, rispetto al quarzo, minore di un 5-millesimo.

Lo ZEEMAN ricercò inoltre se tal rapporto mutasse quando un cristallo venisse posto in direzioni diverse, col risultato che, se intervengono differenze, debbono essere inferiori a 30 milionesimi ⁽¹⁾.

(1) La maggior precisione raggiunta coi cristalli rispetto a quella raggiunta colle sostanze radioattive dipende da anomalie riscontrate nelle esperienze colle sostanze radioattive, dovute probabilmente a impurità di ferro, che cagionavano perturbazioni magnetiche.

Le esperienze di EÖRVÖS furono continuate dopo la sua morte da DESIDERIUS PEKÁR ed EUGEN FEKETE, che ne hanno dato conto nel 1922, concludendo che lo scostamento dalla legge di proporzionalità tra massa inerte e pesante deve ritenersi nullo, entro i limiti segnati all'uomo dagli errori di osservazione non valutabili. Essi poi sostituirono all'attrazione terrestre, quella del sole e della luna e alla forza centrifuga terrestre quella proveniente dall'inerzia di quel movimento circolare, che la terra compie attorno al centro inerziale della terra e rispettivamente del sole e della luna, e constatarono che anche le masse pesanti verso il sole e verso la luna debbono essere proporzionali alle masse inerti, nonostante la diversità della loro costituzione, a meno di un miliardesimo.

Nella bilancia di EÖRVÖS, fissando alla sbarra, corpi della stessa sostanza ma di massa diversa, dopo una rotazione del sistema di 180° , dovrebbe pure rendersi nota la variazione in direzione della risultante, che si avrebbe nell'ipotesi che la forza centrifuga crescesse proporzionalmente alla massa inerte, ma non esattamente colla stessa legge, la gravità alla massa pesante. In questo senso i risultati negativi di EÖRVÖS potrebbero convalidare la legge delle masse, ma le esperienze non si adattano allo scopo, perchè non si possono variare a piacere le masse sospese: per la conferma della legge delle masse, dallo stesso EÖRVÖS è stato applicato il metodo dinamico della bilancia di torsione ai propri apparecchi, ponendo masse da 1 Cg. e 100 Cg. in posizione tale, da provocare sulla bilancia una coppia massima o minima di torsione e quindi diversi periodi di oscillazione, ma l'EÖRVÖS non ha potuto in questo campo sorpassare l'esattezza raggiunta coi metodi statici.

Sulla dipendenza della forza d'attrazione dalle distanze, specialmente notevoli sono le esperienze di laboratorio, appositamente istituite da MACKENZIE nel 1895, che misurò l'attrazione degli stessi corpi per distanze molto diverse. Qui l'errore di principio, basato sul presupposto suddetto, ha minor importanza, perchè affetta soltanto la misura delle forze: supponendo verificata la legge delle masse, si variano soltanto le distanze. Sembra però che le difficoltà sperimentali siano maggiori, tantochè il MACKENZIE conclude che la differenza tra il risultato osservato e quello calcolato secondo la legge di NEWTON deve essere inferiore soltanto ad un cinquecentesimo dell'intera attrazione.

Passando alle verifiche astronomiche della legge di gravitazione e supponendo verificata la legge della distanza, NEWTON ebbe la prima conferma della legge delle masse dalla scoperta che la terra produce nella luna la stessa accelerazione che nei corpi alla sua superficie, a meno di cinque millesimi del valore totale. Così pure l'osservazione ha dimostrato che per distanze uguali Giove causa accelerazioni uguali ai suoi satelliti, il sole ai suoi pianeti, ed anche, considerando le perturbazioni reciproche, il sole a Giove ed ai satelliti di questi. Ma due obiezioni di principio possono farsi a queste osservazioni, che cioè si potrebbe solo concludere che la forza è proporzionale alla massa gravifica del corpo attratto, ma non del corpo attraente, e in secondo luogo che l'attrazione potrebbe essere diversa a seconda dei vari corpi attraenti.

Le tre leggi sperimentali di KEPLERO verificano in prima approssimazione la legge di NEWTON, in quanto la prima e la seconda dimostrano che si tratta

di forza d'attrazione esercitata dal sole, lungo la retta che l'unisce col pianeta ed inversamente proporzionale al quadrato della distanza, e la terza legge è appunto inclusa in quella delle accelerazioni uguali per tutti i pianeti, cioè si potrebbe chiamare legge delle masse. Inoltre è notevole che dalle reciproche perturbazioni tra pianeti, cioè dalla seconda approssimazione dei movimenti planetari, LE VERRIER abbia potuto prevedere la traiettoria e la massa del pianeta Nettuno, che fu poi scoperto da GALLE a Berlino nel 23 settembre 1846. Nei calcoli che condussero a questa scoperta, si fece l'ipotesi che G fosse una costante universale, eguale a quella che si determina sulla terra e che quindi dalla massa della terra si potessero calcolare le masse del sole e di quei pianeti, che hanno satelliti, applicando le leggi di KEPLERO. Ne segue che le constatazioni delle perturbazioni planetarie non possono apportare alla verifica della legge di NEWTON un'approssimazione maggiore di quella trovata sulla terra, ma giustificano soltanto il trasporto delle constatazioni terrestri nel meno accessibile campo astronomico. Lo stesso si può dire di quelle esposte obiezioni di principio, che lo studio delle reciproche perturbazioni planetarie dovrebbe rimuovere: con dati astronomici non è possibile rispondere ad esse rigorosamente e per la loro rimozione è preferibile basarsi sui risultati positivi e diretti, ottenuti con esperienze terrestri.

Supposta verificata la legge delle masse, resta il problema di determinare il grado di sicurezza raggiunto dai dati astronomici per la legge delle distanze, cioè dell'inversa del quadrato $\frac{1}{r^2}$. S. NEWCOMB nel 1895 è giunto alla conclu-

sione che l'accordo tra la parallasse lunare osservata, con quella calcolata mediante l'accelerazione alla superficie terrestre, garantisce il coefficiente 2 in r^2 fino ad un cinquemillesimo del suo valore, per distanze comprese tra il raggio terrestre e quello dell'orbita lunare, e con ugual precisione sussiste l'accordo della perturbazione lunare prodotta dal sole con quella calcolata dalla legge di NEWTON, per distanze fino a 24000 volte il raggio terrestre, ma per distanze raggiungenti il limite del sistema, l'Autore non crede si possa giudicare dalla validità delle leggi di KEPLERO la precisione raggiunta per la legge di NEWTON. Dai primi dati del NEWCOMB si deduce con semplice calcolo che, anche per la legge delle distanze, le misure astronomiche non apportano precisione maggiore che quella raggiunta dalle esperienze terrestri, per esempio di 2 millesimi per le citate esperienze di MACKENZIE, corrispondendo il valore di 1 cinquemillesimo nell'esponente di r a circa 5 millesimi dell'attrazione totale.

Nell'orbita delle esperienze, che verificano la legge di NEWTON, possono pure rientrare quelle di MICHELSON e GALE, di cui è dato conto nel 1919, determinanti con metodi d'interferenza luminosa le maree lunari e solari in canali sotterranei. Dato che l'accordo tra i valori sperimentali e quelli teorici, dedotti dalla legge di NEWTON, raggiungono la precisione dell'1 per cento, dette esperienze per il loro nuovo aspetto si possono considerare una buona prova della validità della legge di NEWTON ed anche, per il fatto che nei calcoli appositamente istituiti da F. R. MOULTON, si tiene esatto conto della forza centrifuga terrestre, esse confermano l'identità della massa inerte e gravitazionale, tanto rispetto alla terra che rispetto al sole ed alla luna.

Concludendo, allo stato presente della grande e svariata messe sperimentale, si può dire che la validità della legge delle masse sia più rigorosamente dimostrabile colle esperienze terrestri: a parità di distanza, ritenendo la bilancia praticamente uno strumento in principio perfetto e per la stessa ragione la massa inerte esattamente proporzionale alla massa pesante, la precisione della legge delle masse si può considerare affetta soltanto dall'errore probabile nella misura delle forze di gravità e masse, operate colla bilancia, di decimillesimi dei valori totali, ed inoltre affetta da un errore di egual entità nell'esperienza vera e propria di attrazione. Per la legge delle distanze, assunta assoluta la legge delle masse, per il confronto tra esperienze eseguite con masse di sostanza diversa, piccole ed enormi, il grado di precisione raggiunge valori minori che per la legge delle masse, ma corrispondente ad errori di millesimi, tanto nelle esperienze terrestri che in alcune osservazioni astronomiche.

Vi sono poi altre osservazioni astronomiche, che non si accordano col calcolo eseguito secondo la legge di NEWTON e che permetterebbero piccole correzioni della legge stessa: prima di tutte il famoso moto del perielio di Mercurio, già da LE VERRIER calcolato in 43 secondi per secolo, poi altre anomalie nel perielio di Marte, nel movimento del nodo della traiettoria di Venere, nel moto della cometa Encke e lievi irregolarità nell'orbita lunare. Queste deviazioni dalla legge di NEWTON e specialmente lo spostamento del perielio di Mercurio costituiscono difficoltà, di cui le teorie fisiche della gravitazione debbano tenere conto. Infatti tali teorie debbono manifestamente condurre in prima approssimazione alla semplice legge di NEWTON ed avranno maggior attendibilità se in seconda approssimazione daranno ragione di quelle deviazioni, che, allo stato presente dell'astronomia, sono inesplicabili colla semplice legge.

RIVISTA

SU ALCUNE RICERCHE RECENTI NEL CAMPO DELLA CHIMICA-FISICA

Nota di A. CAMPETTI

Tra le varie ricerche recenti relative a problemi che si possono considerare di Chimica-fisica, in quanto utilizzano specialmente metodi fisici per questioni di natura prevalentemente chimica, scelgo le seguenti di notevole interesse o teorico o pratico.

a) *Formazione di elio da atomi non radioattivi.* - In questi ultimi due anni è tornata in discussione una questione che sembrava ormai definitivamente risolta (e risolta negativamente), quella cioè della possibilità di ottenere elio da elementi non radioattivi, sotto l'azione di particolari metodi di eccitazione. La possibilità di ottenere elio da atomi non radioattivi non è, *a priori*, da ritenere infondata, sia perchè molti atomi di elementi radioattivi emettono particelle α (cioè ioni bivalenti di elio) sia perchè, come risulta da esperienze ormai a tutti note, il RUTHERFORD poté ottenere la rottura di nuclei di parecchi elementi (prima di tutti l'azoto), bombardandone le molecole con le particelle α emesse da sostanza radioattiva (*radio C*), e la conseguente emissione di atomi di idrogeno; non è quindi assurdo il pensare che, per rottura dei nuclei di atomi non radioattivi, possano in modo analogo ottenersi particelle α cioè atomi di elio.

Veramente, già parecchi anni or sono, COLIE e PATERSON ⁽¹⁾ avevano asserito di aver ottenuto tracce di elio in tubi a vuoto sotto l'azione prolungata di scariche elettriche; ma i loro risultati furono posti in dubbio e riconosciuti non accettabili da numerose esperienze successive, tra cui ricorderò specialmente quelle di HERKINS e ALLISON ⁽²⁾ e quelle accuratissime eseguite dal PIUTTI e da PIUTTI e CARDOSO dal 1920 al 1924.

Malgrado questi risultati assolutamente negativi, le esperienze furono riprese (sempre ricorrendo a scariche in gas rarefatti) da RIDING e BALY ⁽³⁾. Il metodo consiste nel provocare una scarica prolungata (sino a 100 ore consecutive) in un tubo di forma speciale ad ossigeno rarefatto, dopo aver cercato, con lunghi e ripetuti lavaggi, di operare in una atmosfera di gas puro. Detti fisici asseriscono di aver potuto osservare nella luce emessa dalla scarica, numerose linee non solo dell'elio, ma anche del neon: di più essi

⁽¹⁾ « Trans. Chem. Soc. », 1913; « Proceed. Roy. Soc. », 1915.

⁽²⁾ « Journal Am. Chem. Soc. », 1924.

⁽³⁾ « Proc. Roy. Soc. », 1925.

hanno notato che l'apparizione di queste linee è specialmente osservabile, se il tubo contiene tracce di prodotti nitrosi.

Non conviene tacere che molti dubbi sull'attendibilità di questi risultati sono stati sollevati, appunto anche per la presenza del neon, la cui formazione nel tubo appare molto problematica; e però si è supposto o che il lavaggio non fosse sufficiente per liberare elettrodi e pareti del tubo dai residui di gas oclusi o che un eventuale lento reingresso dell'aria esterna (sfuggito all'osservazione) potesse aver trascinato con sè le tracce di elio e di neon rivelate dallo spettroscopio.

Di guisa che per ora, ed in attesa di ulteriori esperienze di chiarificazione, la produzione dell'elio per questa via si deve ancora ritenere come assai dubbia e sotto discussione.

Con metodo completamente diverso ha proceduto nelle sue ricerche il PANETH (1), il quale ha pensato di poter ottenere dell'elio dall'idrogeno con processo che, in certo senso, potremmo chiamare di *condensazione catalitica*; facendo cioè assorbire dell'idrogeno puro dal palladio, bruciando poi l'idrogeno con ossigeno puro in eccesso, eliminando quindi quest'ossigeno e ricercando spettroscopicamente l'elio nei gas residui. Il risultato è stato nettamente positivo, ma le obiezioni, alcune delle quali furono formulate dall'HERBST (2), sono e possono essere numerose. Anche ammettendo infatti la assoluta purezza dei gas adoperati, come si può essere sicuri, anche dopo aver fatto ripetutamente il vuoto, che il palladio adoperato (tanto più che esso si adopera allo stato spugnoso o come *amianto al palladio*) non contenga fra i gas oclusi tracce di elio che si liberino poi lentamente?

L'HERBST osserva ancora che il PANETH non riscalda fortemente le preparazioni di palladio prima di usarle nelle sue esperienze e richiama pure l'attenzione sul fatto, riscontrato dal PANETH, che l'attività di tali preparazioni nella produzione di elio va decrescendo col tempo: ma si può osservare che quest'ultimo fenomeno è comune a tutti i catalizzatori e che il PANETH può avere evitato di arroventare il suo catalizzatore prima di adoperarlo, perchè, com'è noto, le proprietà catalitiche spariscono di frequente, se la sostanza viene portata ad alta temperatura.

Concludendo, possiamo dire che un esame accurato delle memorie originali potrà colla conoscenza di particolari sperimentali, servire, meglio che questo sunto, a formarsi una chiara idea in proposito; allo stato attuale la questione mi sembra ancora *sub judice*; tuttavia l'importanza dei risultati ottenuti, se esatti, sarebbe tale che ho creduto bene di richiamare su di essi l'attenzione, nella speranza che ulteriori ricerche valgano a fornire una risposta sicura.

b) *Applicazioni spettroscopiche del postulato o teorema termodinamico di NERNST.* - Un'applicazione molto importante di questo principio ad alcuni problemi spettroscopici è stata fatta da EDDINGTON, EGGERT (3), MEG NAD

(1) « Berichte d. Chem. Gesell. », 1926.

(2) « Chem. Zeit. », 1926.

(3) « Phys. Zeit. », 1919.

SAHA ⁽¹⁾ e, successivamente da FOWLER ⁽²⁾ e da MILNE ⁽³⁾, partendo dall'idea fondamentale che la ionizzazione di un atomo metallico con distacco di uno o più elettroni possa essere trattata come una reazione di equilibrio: in modo che se, ad esempio, consideriamo la reazione:



(ove M rappresenta un atomo metallico ed e l'elettrone) valga a temperatura costante l'equazione:

$$K' = \frac{p_{M^+} \cdot p_e}{p_M}$$

relativa alle pressioni parziali: equazione che, indicando con x il grado di ionizzazione, si può, com'è noto, scrivere:

$$K = \frac{Px^2}{1-x^2}$$

essendo P la pressione totale.

Se ora, come risulta dalla trattazione comune in ogni trattato di Chimica-Fisica, si applica l'equazione fondamentale:

$$\frac{d \log K}{dt} = \frac{Q}{RT^2}$$

alla dissociazione nei gas e si indica con K' l'espressione:

$$K' = \frac{p_1^{n_1} p_2^{n_2}}{p_1'^{n_1'} p_2'^{n_2'}}$$

si perviene, integrando, alla relazione:

$$\log K' = -\frac{Q_0'}{RT} + \frac{\sum n c_p \log T}{R} + I$$

ove Q_0' è il calore di reazione a pressione costante riferito allo zero assoluto, c_p sono i calori specifici a pressione costante dei gas che prendono parte alla reazione ed I una costante, la quale costante figura come costante di integrazione, ma quando si ammetta valido il postulato termodinamico di NERNST, risulta come somma delle costanti chimiche relative ai vari componenti (costanti che in generale possono essere ottenute dallo studio della tensione di vapore delle sostanze allo stato solido o liquido).

Di modo che, ponendo per R il valore numerico corrispondente e calcolando coi logaritmi a base 10, l'equazione precedente può, nel nostro caso, essere scritta:

$$\log_{10} \frac{Px^2}{1-x^2} = -\frac{Q_0'}{4,571T} + \frac{\sum n c_p \log_{10} T}{1,985} + \sum n_j$$

⁽¹⁾ « Phil. Magaz. », 1920-1922.

⁽²⁾ « Phil. Magaz. », 1925.

⁽³⁾ « Phil. Magaz. », 1925.

equazione che ci permetterà di calcolare x per ogni coppia di valori di P e T , qualora siano noti Q_0' , le c_p e le j .

Il valore di Q_0' , riferito a un grammo atomo ed espresso in piccole calorie, si otterrà dall'espressione:

$$Q_0' = \frac{9650}{4,185 \cdot 10^7} V$$

dove V è il *potenziale di ionizzazione* corrispondente; quanto alle c_p , nel caso di atomi metallici, si può ammettere che, con sufficiente approssimazione:

$$(c_p)_M = (c_p)_M -$$

cioè che il calore specifico a pressione costante sia circa lo stesso per l'atomo metallico neutro e ionizzato, data la piccolissima differenza di massa: si suppone poi che l'elettrone si comporti come un gas monoatomico, e perciò sia per esso $c_p = 5$.

Rimane la parte meno semplice, la determinazione cioè delle costanti chimiche: esse però si possono determinare e ricavare da alcune formule che furono stabilite, specialmente dal TETRODE e dallo STERN (¹): noi non possiamo qui insistere sui particolari, e ci basterà esporre che, a calcoli fatti, risulta, ad esempio, per il calcio, l'equazione:

$$\log_{10} \frac{Px^2}{1-x^2} = -\frac{Q_0'}{4,571T} + 2,5 \log_{10} T - 6,5.$$

I valori di x furono ricavati dal SAHA (l. c.) per molti elementi metallici e qui riportiamo, come esempio, alcuni risultati per la *ionizzazione percentuale del magnesio*, (riferendosi alla prima ionizzazione, cioè al distacco dall'atomo del primo elettrone ottico).

Pressione in atmosfere	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Temperature assolute					
4000°	—	$2 \cdot 10^{-3}$	1	2	9
5000°	$5 \cdot 10^{-2}$	1	4	11	32
7000°	6	20	54	89	98
9000°	34	75	96	—	
10000°	56	90	98	Ionizzazione praticamente completa	
13000°	93	99			
15000°	99				

(¹) « Zeit. für Elektrochemie », 1919.

Queste tabelle possono essere estese, riferendoci anche alla seconda, terza ionizzazione..., purchè si conoscano i corrispondenti potenziali di ionizzazione: i risultati così ottenuti possono poi essere posti in relazione coll'apparizione e sparizione delle *righe d'arco* e coll'apparizione delle *righe di scintilla*, di quelle cioè che si presentano con particolare intensità con scariche altamente condensate, scariche che ci offrono il mezzo più efficace per raggiungere, sia pure per un tempo molto breve, temperature elevatissime.

Ad esempio, risulta dalla tabella precedente che alla pressione di un decimo di atmosfera e a temperature intorno a 7000° assoluti è notevole la prima ionizzazione dell'atomo di magnesio: perciò la riga 4481 dovuta agli ioni Mg^{+} appare con notevole intensità. Si calcola invece che a circa 23000° quasi tutti gli atomi di magnesio hanno perduto un secondo elettrone ottico; perciò gli ioni Mg^{+} sono spariti e si annulla anche la riga 4481 ad essi dovuta, etc.

Naturalmente il problema può essere capovolto; e dalla presenza od assenza di certe righe nello spettro di una sorgente, si può (supposta nota approssimativamente la pressione) ricavare entro quali limiti di temperatura la sorgente stessa funzioni. Questo metodo fu applicato dal SAHA (l. c.) per la determinazione delle temperature stellari.

La teoria di EDDINGTON e SAHA è stata estesa e completata da FOWLER ⁽¹⁾ e MILNE ⁽²⁾: tuttavia non mancano alcune obiezioni di notevole valore (vedasi ad es. FERMI ⁽³⁾ e UREY ⁽⁴⁾).

Alla questione ora trattata si riattaccano molto strettamente alcune più recenti ricerche, sugli spettri dati dagli atomi altamente ionizzati, come la serie osservata da FOWLER ⁽⁵⁾ per il silicio tre volte ionizzato e le numerose serie osservate da MILLIKAN e BOWEN ⁽⁶⁾ che giungono quasi al limite tra l'ultravioletto e gli spettri di raggi X. Ma tali studi, più che al campo della Chimica-Fisica, appartengono a quello dell'Elettro-Ottica.

c) *Lo stato attuale della ricerca degli elementi mancanti nella tavola periodica.* - Se ci riferiamo agli elementi ordinati nella tavola periodica sino ad alcuni anni fa (tenuto conto della legge di MOSELEY) e facciamo astrazione dalla possibile esistenza di elementi di numero atomico z superiore a 92, (possibilità che, almeno sino a un certo valore di z , non è in contraddizione colla teoria di BOHR) si trovano vuoti i posti corrispondenti ai numeri atomici 43, 61, 72, 75, 85, 87, 91.

Per quanto riguarda la posizione nella tavola periodica, i due elementi 43 e 75 sarebbero analoghi al manganese; l'elemento 61 deve appartenere al gruppo delle terre rare: 85 deve essere un alogeno e 87 rientrare nel gruppo dei metalli alcalini: sulla posizione dell'elemento 72 le opinioni non furono

⁽¹⁾ « Phil. Magaz. », 1923.

⁽²⁾ « Phil. Magaz. », 1923.

⁽³⁾ « Zeit. für Physik », 1924.

⁽⁴⁾ « Astrophys. Journal », 1924.

⁽⁵⁾ « Proceed. Roy. Soc. », 1923; « Phil. Trans. », 1925.

⁽⁶⁾ « Phys. Review », 1925.

dapprima concordi: per quanto riguarda l'elemento 91 esso corrisponderebbe (secondo SODDY e MEITNER) ad un prodotto radioattivo: il proto-attinio.

Degli altri elementi fu per primo identificato e separato in modo sicuro $z=72$, nel 1923, per opera di COSTER ed HEVESY ⁽¹⁾, i quali poterono estrarre da minerali di zirconio una sostanza che dava nello spettro di alta frequenza sei righe caratteristiche di un elemento $z=72$: a questo elemento, analogo allo zirconio, fu dato il nome di *hafnio* (*hafnium*).

Molto più complesse e incerte sono state le ricerche dirette alla scoperta e isolamento degli elementi 43 e 75. Già nel 1924 BOSANQUET e KEELEY ⁽²⁾ annunciavano come risultato probabile di ricerche in corso la individuazione dell'elemento $z=43$ e poco più tardi (1925) UODDACK e IACKE ⁽³⁾, ritenendo di dover ricercare gli elementi 43 e 75 nei minerali di platino e in quelli delle terre rare, procedettero a operazioni sistematiche di separazione e annunciarono di aver ottenuto un prodotto finale il quale fornisce nello spettro di raggi X alcune righe in coincidenza con quelle che si possono prevedere per i due elementi 43 e 75, in base alla legge di MOSELEY.

Posteriormente DRUCE e LORING ⁽⁴⁾, esaminando i residui del solfato di manganese del commercio, trovarono nello spettro di alta frequenza di tali residui due righe che ritennero corrispondere alle due righe $L\alpha$ e $L\beta$ dell'elemento 75: su altre osservazioni fatte dai medesimi autori ritorneremo tra breve.

Quasi contemporaneamente HEYROVSKI e DOLEJSEK ⁽⁵⁾ a Praga, hanno creduto di poter separare dalle soluzioni, date come pure, di sali di manganese una sostanza (e ricorsero per indicazione della presenza di questa sostanza anche a metodi elettrolitici) la quale ha fornito, nello spettro dei raggi X, tre righe della serie L attribuibili all'elemento $z=75$: però non sono riusciti a riconoscere la presenza dell'elemento 43.

Quantunque da quest'insieme di ricerche la presenza dell'elemento 75 risulti molto verisimile, assai più di quella dell'elemento 43, tuttavia, tenuto anche conto di alcuni dubbi sollevati intorno alla sicurezza delle prove spettroscopiche cui abbiamo accennato, possiamo concludere che attualmente il riconoscimento di questi due elementi ha bisogno di ulteriore conferma.

A più forte ragione si deve tuttora ritenere come molto dubbio il riconoscimento degli elementi 85 e 87, della cui presenza DRUCE e LORING (l. c.) ebbero tuttavia degli indizi.

Assai più sicura è ormai la identificazione dell'elemento 61, di cui la scoperta, avvenuta certo indipendentemente, è stata annunciata quasi con-

⁽¹⁾ « Nature », 1923, vol. 111.

⁽²⁾ « Phil. Magaz. », 1924.

⁽³⁾ « Chem. News. », 1925.

⁽⁴⁾ « Chem. News. », 1925 e 1926.

⁽⁵⁾ « Nature », 1925 e 1926.

temporaneamente da HARRIS, YNTEMA e HOPKINS⁽¹⁾ in America e da ROLLA e FERNANDEZ⁽²⁾ a Firenze.

Già molti anni fa, cioè anteriormente alla legge di MOSELEY e quindi al chiaro ordinamento degli elementi nella tavola periodica, il BRAUNER aveva considerato verisimile l'esistenza di un elemento, appartenente al gruppo delle terre rare, tra il neodimio e il samario: però le prime ricerche sperimentali in proposito sono dovute ad HUDDING⁽³⁾ (1922) che ritenne di aver ottenuto dalla fluocerite una riga, nello spettro di alta frequenza, attribuibile all'elemento 61: se non che, ricerche di controllo di GUNTHER e STRANSKI⁽⁴⁾ avendo dato risultati assolutamente negativi, il problema rimaneva ancora insoluto.

Perciò nuove ricerche furono intraprese, e il primo risultato di queste ricerche fu pubblicato nel marzo del 1926 dagli studiosi prima citati dell'Università de' Illinois. Essi osservarono che il metodo più comune di separazione delle terre rare per cristallizzazione frazionata di nitrati doppi di magnesio, non fornì loro risultati soddisfacenti per la separazione dell'ipotetico elemento 61 dal neodimio, forse a causa della troppo piccola differenza di solubilità dei due sali: perciò il riconoscimento non poté avvenire se non per mezzo dello spettro di alta frequenza il quale fornì, secondo essi asseriscono, le righe $L\alpha$ e $L\beta$ in posizione da caratterizzare l'elemento 61. Per questo elemento gli AA. proposero il nome di *Illinium* (da *Illinois*).

Se non che, subito dopo la conoscenza dei risultati dei Chimici americani, ROLLA e FERNANDEZ (l. c.) di Firenze, pubblicarono alcune note nella *Gazzetta Chimica Italiana*, nelle quali annunziavano che, avendo iniziate dal 1922 ricerche sistematiche per individuare l'elemento 61, già nel giugno 1924 (come risulta dal contenuto di un plico suggellato presentato allora alla R. Acc. dei Lincei dal socio prof. GARBASSO e pubblicato integralmente nella *Gazzetta Chimica Italiana* (l. c.)) avevano, mediante il cortese concorso della prof.ssa Brunetti, con spettrogrammi eseguiti nel Laboratorio di Arcetri, potuto individuare l'elemento 61 in materiale contenente didimio (monazite del Brasile). Tali risultati non furono tosto pubblicati, intendendo gli AA. di eseguire prima ricerche esaurienti con materiale più abbondante.

Senza entrare qui in particolari e pur riconoscendo che la scoperta dell'elemento 61 è avvenuta in modo indipendente per parte dei Chimici americani e dei nostri, è però certo che la priorità nel tempo spetta al ROLLA e al suo collaboratore. Perciò sembrerebbe giusto che tutti i Chimici, a riconoscimento di tale priorità, venissero nell'accordo di indicare il nuovo elemento col nome di *Florenzio* (*Florentium*) proposto dal ROLLA.

d) *Energia del reticolato cristallino e affinità degli atomi per gli elettroni*. - Su tale questione, già assai studiata e trattata in questi ultimi otto

(1) « Journal Amer. Chem. Soc. », 1926. vol. XLVIII.

(2) « Gazzetta Chim. Ital. », 1926, anno XVI, fasc. 7 e 11.

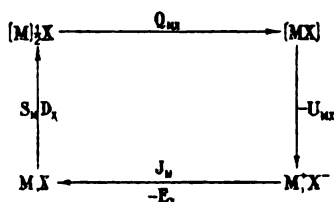
(3) « Zeit. für an. allg. Chemie », 1922.

(4) « Zeit. für phys. Chemie », 1923.

anni, hanno portato nuova luce alcune recenti ricerche spettroscopiche, specialmente di STEUBING, ANGERER e MÜLLER: di alcuni risultati raggiunti diamo qui un cenno.

È noto (ed è esposto con molta chiarezza ed estensione, specialmente nelle pubblicazioni del BORN), che si può trovare facilmente, immaginando un opportuno processo ciclico, una relazione la quale collega l'affinità degli atomi per l'elettrone colla energia di un reticolato cristallino: anzi tale relazione si stabilisce più agevolmente per alcuni atomi elettronegativi, data la conoscenza della struttura reticolare degli alogenuri alcalini e la semplicità di tale struttura.

Il ciclo schematico che può servire a stabilire tale relazione è il seguente: Consideriamo una mole del metallo solido (monoatomico) $[M]$ ed una mezza mole, $\frac{1}{2} X_2$, dell'alogeno gassoso biatomico. Questi si combinano formando il sale solido e si svolge perciò una quantità di calore Q_{MX} che è il calore di



reazione direttamente misurabile. A questo punto supponiamo che il sale, adoperando la energia reticolare ($-U_{MX}$) sia scomposto in ioni gassosi liberi M^+ e X^- : poi portiamo via un elettrone all'ione alogenico X^- adoperando perciò il lavoro ($-E_X$), intendendo che E_X rappresenti l'affinità tra atomo dell'alogeno e l'elettrone, riferita, si intende a un grammo atomo: quindi lasciamo che l'elettrone si unisca all'ione positivo metallico, mettendosi così in libertà il calore J_M di ionizzazione.

In queste condizioni abbiamo, a parte, atomi metallici neutri e atomi alogenici neutri: gli atomi metallici allo stato di vapore si condenseranno a metallo solido, rendendosi libero il calore S_M di sublimazione; d'altra parte gli atomi dell'alogeno si riuniranno a molecole diatomiche, mettendosi in libertà il calore D_X di dissociazione. In questo modo siamo tornati alle condizioni iniziali e perciò l'energia totale non deve essere cambiata; quindi:

$$(z) \quad Q_{MX} - U_{MX} + J_M - E_X + S_M + D_X = 0.$$

In quest'equazione Q_{MX} si può conoscere mediante misure calorimetriche: anche S_M si può ricavare direttamente da misure calorimetriche e il risultato diretto dell'esperienza può essere controllato mediante le misure della tensione p di sublimazione e l'uso della formula di CLAPEYRON-CLAUSIUS:

$$\frac{d \log p}{dT} = -\frac{S_M}{RT^2};$$

D_X si può ricavare nel modo più semplice mediante la formula di VAN'T HOFF:

$$\frac{d \log K}{dT} = -\frac{D_X}{RT^2}$$

essendo K la costante di dissociazione e avendo determinato, in un certo intervallo, $\frac{d \log K}{dT}$.

Quanto ad J_M , esso sarà espresso in unità meccaniche da

$$J_M = h\nu_\infty$$

essendo h , come al solito, la costante di PLANCK, e ν_∞ la frequenza limite (verso l'ultravioletto) della serie spettrale emessa dall'atomo metallico che ha perso un solo elettrone di valenza, cioè la frequenza limite della serie principale nello spettro del vapore metallico.

Nell'equazione (α) rimangono quindi ancora da determinare U_{MX} e E_X . In un primo tempo U_{MX} , cioè l'energia reticolare, veniva calcolata direttamente secondo il procedimento teorico già indicato da MADELUNG ⁽¹⁾ e ulteriormente sviluppato da BORN ⁽²⁾: allora dall'equazione (α) si poteva ricavare E_X cioè la misura dell'affinità dell'alogeno per l'elettrone.

Secondo il BORN si ottengono per U (espressa in unità termiche) i tre tipi di espressioni:

$$\begin{aligned} \text{Composti tipo } NaCl \dots U &= 545 \sqrt{\frac{\rho}{M}} \\ &\gg \quad \gg \quad CaF_2 \dots U = 1770 \sqrt{\frac{\rho}{M}} \\ &\gg \quad \gg \quad ZnS \dots U = 2120 \sqrt{\frac{\rho}{M}} \end{aligned}$$

essendo ρ la densità del cristallo e M il peso molecolare.

Calcolando i valori di U con queste formule ed usando la (α), il BORN ⁽³⁾ ricavò alcuni valori di E e trovò allora:

$$E_{Cl} = 119; \quad E_{Br} = 84; \quad E_J = 77.$$

Ma si può procedere ora per altra, anzi per opposta via; ricavare cioè da considerazioni ottiche (spettroscopiche) i valori di E ; ed allora l'equazione (α) potrà servire ad ottenere, ad esempio per sali alogenici, i valori di U , valori che potranno essere posti a confronto con quelli calcolati mediante le formule tipo MADELUNG, che abbiamo prima riferito.

Il ragionamento da fare per ottenere E da dati ottici sperimentali è, secondo FRANCK ⁽⁴⁾, il seguente: Se un alogeno ad alta temperatura è for-

⁽¹⁾ « Phys. Zeit. », 1918-19.

⁽²⁾ « Probleme der Atomdynamik », Berlin 1926.

⁽³⁾ « Verh. der D. Phys. Gesell. », 1919 e 1920.

⁽⁴⁾ « Ann. der Physik », 1921.

temente ionizzato, in modo cioè che esso contenga gli ioni X^- ad alta concentrazione, si deve osservare (sia in emissione che in assorbimento) uno spettro continuo con limite di frequenza (frequenza limite minima ν_{min}) verso il rosso. Una spiegazione si può dare facilmente, quando, riferendoci allo spettro di assorbimento, si consideri la luce che attraversa il gas parzialmente ionizzato: allora l'energia della luce incidente (purché la sua frequenza non scenda al disotto di un certo limite, variabile da gas a gas) è capace di portar via un elettrone all'ione dell'alogeno, riducendolo ad atomo neutro: l'affinità dell'atomo per l'elettrone sarà data allora da $E = h\nu_{min}$.

Dapprima il FRANCK stesso ed altri avevano creduto di potere utilizzare, per ricavare ν_{min} e quindi E , gli spettri di emissione osservati da STEUBING ⁽¹⁾ per il iodio e da EDER e VALENTA per il bromo; però osservazioni ulteriori in proposito dello STEUBING ⁽²⁾ stesso, di OLDENBERG ⁽³⁾, di ANGERER ⁽⁴⁾ e di altri hanno posto in chiaro che quegli spettri erano dovuti ad altra origine.

Più recentemente ANGERER e MÜLLER ⁽⁵⁾ avrebbero, a quanto pare, riconosciuto e determinato negli alogeni lo spettro di assorbimento corrispondente all'equazione di FRANCK: e in tale ipotesi hanno dato (in grandi calorie) i valori:

$$E_F = 94; \quad E_{OI} = 88; \quad E_{Br} = 80; \quad E_J = 71 \text{ cal.}$$

i quali valori differiscono di qualche cosa, ma non certo nell'ordine di grandezza, da quelli precedentemente riferiti e calcolati da BORN. Naturalmente, utilizzando questi valori di E , che possiamo dire ottenuti sperimentalmente, si possono ottenere quelli di U , cioè l'energia reticolare (espressa pure in grandi calorie) e questi valori possono essere posti a confronto con quelli calcolati colla teoria di MADELUNG. Il BORN (l. c.) presenta questa tabella:

	<i>NaCl</i>	<i>NaBr</i>	<i>NaJ</i>	<i>KCl</i>	<i>KBr</i>	<i>KJ</i>	<i>RbCl</i>	<i>RbBr</i>	<i>RbJ</i>
<i>U</i> oss.	181	176	166	163	160	151	159	157	148
<i>U</i> calc.	182	171	158	162	155	144	155	148	138

e tenuto conto dell'incertezza in alcuni dati termici fondamentali (specie nei calori di dissociazione e sublimazione), l'accordo si può considerare soddisfacente.

Ulteriori sviluppi di questa teoria che pone in relazione il limite degli spettri continui coll'energia del reticolato cristallino sono in sviluppo e sono da aspettare nuovi risultati assai interessanti.

e) *Sulla determinazione della concentrazione degli ioni di idrogeno in una soluzione.* - È questa una determinazione che ha ormai acquistato no-

⁽¹⁾ « Ann. der Physik », 1921, vol. 64.

⁽²⁾ « Zeit. für Physik », 1925, vol. 32.

⁽³⁾ « Zeit. für Physik », 1924, vol. 25.

⁽⁴⁾ « Zeit. für Physik », 1922, vol. 11.

⁽⁵⁾ « Phys. Zeit. », 1925, vol. 26.

tevolissimo interesse, anche da un punto di vista che possiamo dire pratico, in quanto ricorre di frequente in molte ricerche biologiche. I metodi sperimentali usati sono nella loro generalità esposti nei recenti trattati di Chimica-Fisica e sono principalmente due: il metodo elettrometrico e quello degli indicatori, nel quale ultimo, per lo più, si ricorre a una serie di soluzioni (*soluzioni regolatrici*) di acidità determinata e stabilizzata.

Molti particolari sull'uso di tali metodi il lettore potrà trovare nelle monografie del CLARK ⁽¹⁾, del MICHAELIS ⁽²⁾ e del KOLTHOFF ⁽³⁾.

Come è noto, qualunque sia il metodo adoperato, poichè si tratta di concentrazioni in ioni di idrogeno molto basse, si pone:

$$[H^+] = 10^{-pH}$$

onde: $pH = -\log[H^+]$; e si danno ordinariamente, in luogo delle concentrazioni, i valori di pH .

Tra le modificazioni più recenti nel metodo elettrometrico è da segnalare l'uso dei cosiddetti *elettrodi in vetro* (vedi, ad es. STEIGER, *Zeit. für Elektrochemie*, 1924, vol. XXX), coi quali le due soluzioni sono separate da pellicole sottilissime di vetro, di cui la conducibilità, per quanto piccola, rende possibile la misura elettrometrica.

Molte novità nell'uso del metodo calorimetrico, anche senza adoperare soluzioni regolatrici, si trovano nei lavori di GILLESPIE ⁽⁴⁾, HATFIELD ⁽⁵⁾ e KOLTHOFF ⁽⁶⁾, a cui rimandiamo per particolari la cui descrizione sarebbe lunga e laboriosa.

⁽¹⁾ « The determination of Hydrogen Ions », Baltimora 1922.

⁽²⁾ « Die Wasserstoff-Ionenkonzentration », Berlin 1922.

⁽³⁾ « Der Gebrauch von Farbenindikatoren », Berlin 1923.

⁽⁴⁾ « Journal Am. Chem. Soc. », 1920, vol. 42.

⁽⁵⁾ « Journal Am. Chem. Soc. », 1923, vol. 45.

⁽⁶⁾ « Travaux Chim. Pays-Bas », 1924, vol. 5.

DETERMINAZIONE SPERIMENTALE DEI MOMENTI MAGNETICI DEGLI ATOMI

Nota di G. WATAGHIN

1. La vecchia idea di AMPÈRE, sull'opportunità di associare ad ogni atomo un determinato momento magnetico e di pensare questo momento generato da una corrente elettrica interatomica, trova una esatta espressione nel modello dell'atomo di RUTHERFORD e BOHR ⁽¹⁾. Il momento magnetico risulta in questo modello strettamente connesso col movimento di cariche elettriche nell'atomo. Una misura sperimentale di tali momenti presenta perciò un interesse particolare per lo studio della costituzione atomica. L'ultimo decennio ha portato un contributo notevole a questo importante problema: anzitutto si è riusciti a misurare con vari metodi i momenti magnetici degli atomi: inoltre, contemporaneamente, si sono avute delle prove convincenti della necessità di modificare le leggi dell'elettrodinamica e meccanica classica per i sistemi di dimensioni atomiche.

La teoria elettronica dimostra che, nelle ipotesi fatte sulle origini del magnetismo atomico e, in particolare, nell'ipotesi, che tutto il momento atomico sia dovuto al moto degli elettroni [mentre nè le cariche positive (nucleo), nè l'eventuale rotazione dell'elettrone medesimo contribuiscono a creare questo momento], il momento magnetico M di un atomo (più in generale, di un sistema di elettroni in moto) e il momento risultante J delle quantità di moto, relativo al baricentro del sistema, sono fra loro paralleli, e il rapporto dei loro moduli vale:

$$(1) \quad \frac{|M|}{|J|} = \frac{e}{2mc}$$

ove e , m sono rispettivamente la carica e la massa di un elettrone. Ad esempio, se si immagina un elettrone rotante su un'orbita circolare di raggio r con la frequenza di n giri al secondo, allora l'intensità i di una corrente elettrica equivalente (misurata nelle un. ass. elm.) è: $i = \frac{ne}{c}$, quindi $|M| = \pi r^2 \frac{ne}{c}$, mentre $|J| = 2mn\pi r^2$, donde si ha la (1).

Secondo i postulati della teoria dei quanti il momento degli impulsi $|J|$ deve essere un multiplo intero di $\frac{h}{2\pi}$ (ove h è la costante di PLANCK). Ne

⁽¹⁾ L'esposizione seguente non considera affatto la recente teoria di SCHRÖDINGER, che sembra debba apportare modificazioni profonde al modello atomico.

segue, che anche il momento magnetico degli atomi non può assumere valori arbitrari, ma deve risultare sempre un multiplo di:

$$(2) \quad |M_1| = \frac{e}{2mc} \cdot \frac{h}{2\pi} = \frac{e}{m} \cdot \frac{h}{4\pi} \cdot \frac{1}{c}.$$

Questa costante del magnetismo atomico ha assunto la denominazione di magnetone di BOHR. La (2) permette di calcolarla usando i valori noti delle costanti universali $\frac{e}{m}$ e h .

Nel 1921 O. STERN e W. GERLACH ⁽¹⁾ hanno ideato e realizzato un ingegnosa esperienza per la misura dei momenti M . La teoria di quest'esperienza si basa sull'esame del comportamento di un atomo in un campo magnetico uniforme e non uniforme. Nel primo caso (campo magnetico di intensità $H = \text{cost.}$) sussiste il teorema di LARMOR: se l'intensità H del campo magnetico è sufficientemente piccola (nel senso che sarà precisato sotto), allora tutto l'atomo esegue un movimento di precessione uniforme attorno alla direzione del campo con velocità angolare:

$$(3) \quad \omega = \frac{1}{2} \frac{e \cdot |H|}{m \cdot c}.$$

Le orbite elettroniche «perturbate» relative a un sistema di assi baricentrici, che ruota con questa velocità attorno alla direzione di H , sono in prima approssimazione le stesse, che si hanno in assenza del campo rispetto agli assi inerziali baricentrici. Diciamo poi che H è abbastanza piccolo, se la velocità impressa a un elettrone atomico dal movimento di precessione (3) è piccola di fronte alla velocità di quest'elettrone sulla propria orbita in assenza del campo ⁽²⁾.

È facile comprendere la ragione di un tale comportamento. Assimilando l'atomo a un dipolo magnetico col momento M , si ha che l'azione del campo si riduce a una sola coppia, che tende a disporlo parallelamente al campo. Ma l'atomo è anche composto di masse rotanti e quindi deve considerarsi come un giroscopio col momento d'impulso o momento giroscopico J parallelo a M . Ora una coppia applicata all'asse del giroscopio dà luogo notoriamente a un movimento di precessione. [In quanto alla dimostrazione del teorema di LARMOR, questa è basata sostanzialmente sulla considerazione, che nelle ipotesi fatte, la forza centrifuga, di cui il modulo vale $m\omega^2$, è trascurabile di fronte alla forza di CORIOLIS $2m\mathbf{v} \wedge \boldsymbol{\omega}$, e quest'ultima è esattamente equilibrata dall'azione del campo H su un elettrone in moto:

$$-\frac{e}{c} \mathbf{v} \wedge H,$$

se è verificata la relazione (3)].

⁽¹⁾ « ZS. f. Phys. », 7, 249, 1921; 8, 10, 1921; 9, 349, 352, 1922.

⁽²⁾ Per $|H| = 1000$ gauss, risulta $\omega \ll 0,9 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$.

In un campo non uniforme le cose cambiano di poco. Si ha ancora la precessione di LARMOR, in più si ha una accelerazione del moto del baricentro del sistema, dovuta alla forza risultante F applicata all'atomo, che è espressa da:

$$(4) \quad F = |M| \cdot \frac{\partial H}{\partial s} = M_x \frac{\partial H}{\partial x} + M_y \frac{\partial H}{\partial y} + M_z \frac{\partial H}{\partial z}.$$

Ove da $\frac{\partial}{\partial s}$ indica la derivazione fatta nella direzione di M , e M_x , M_y , M_z sono le componenti di M .

2. Per la misura di M , STERN e GERLACH realizzano il dispositivo seguente: un fascio sottilissimo di «raggi atomici», cioè di atomi o molecole emesse, per effetto di temperatura, da un corpo caldo con velocità di qualche centinaio di metri al secondo, attraversa un intenso campo magnetico (reso non uniforme mediante una opportuna scelta dei poli dell'elettrocalamita) e colpisce una lastra, sulla quale si forma un leggero deposito della sostanza in esame. Gli atomi per effetto del campo vengono deviati dalle loro traiettorie rettilinee, e la deviazione è accessibile alla misura. Conoscendo la velocità degli atomi e la $\frac{\partial H}{\partial s}$, si riesce, usando la (4), non solo a misurare M , bensì a dedurre dall'esame dell'immagine formata sulla lastra delle conclusioni importanti sul comportamento degli atomi in un campo magnetico. Precisamente l'aspetto generale di queste immagini risulta del tutto diverso da quello, che fa prevedere l'elettrodinamica classica, mentre le accurate misure delle deviazioni forniscono una conferma quantitativa delle previsioni della teoria dei quanti.

Esaminiamo la questione più da vicino e allo scopo consideriamo un sistema di assi cartesiani ortogonali coll'asse z parallelo al campo. Il campo magnetico usato da STERN e GERLACH è tale che nella regione attraversata dai raggi atomici i vettori $\frac{\partial H}{\partial z}$ e H risultano fra loro paralleli. L'azione risultante del campo sopra un atomo può essere in questo caso facilmente calcolata, in base alla (4). L'atomo esegue un movimento di precessione intorno all'asse Z . Nella (4) possiamo allora considerare il valore medio di F relativo a un tempo grande rispetto al periodo della precessione. La media per M_x e M_y è uguale a 0. Ne segue:

$$(5) \quad \bar{F} = M_z \frac{\partial H}{\partial z}.$$

Si vede cioè, che solo la componente M_z del momento magnetico nella direzione del campo H interessa la deviazione risultante, e che, se $\frac{\partial H}{\partial z}$ è parallela a H , la deviazione avviene nella direzione del campo. Nelle esperienze di STERN e GERLACH $\frac{\partial H}{\partial z}$ è dell'ordine di alcuni 100000 gauss per cm. e l'asse Z è normale ai raggi.

Ora per prevedere l'effetto del campo magnetico, occorre esaminare varie ipotesi. L'ipotesi classica è che le direzioni dei momenti M degli atomi siano distribuite secondo la legge del caso, e possano formare angoli arbitrari con la direzione di H e di $\frac{\partial H}{\partial z}$. Anzi a prima vista sembra difficile ammettere il contrario. In questa ipotesi il numero di atomi, che formano un angolo compreso fra θ e $\theta + d\theta$ con l'asse Z risulta evidentemente proporzionale a $\sin \theta d\theta$, e quindi il massimo numero di atomi corrisponde a $\theta = \frac{\pi}{2}$, per cui la $\bar{F} = 0$ e quindi la deviazione è nulla. Si conclude, che nel punto della lastra dove in assenza del campo arrivano i raggi atomici, si deve avere un addensamento degli atomi anche in presenza del campo. Uno studio più dettagliato mostra che sulla lastra si deve avere, per effetto del campo, soltanto un allargamento della traccia primitiva. L'esperienza dà invece un risultato del tutto differente. Nel caso di atomi di Ag i raggi vengono deviati nella direzione del campo in modo da formare due immagini distinte e simmetriche rispetto alla traiettoria primitiva. Il fatto che nel fascio incidente gli atomi si muovono con velocità differenti, non muta per nulla la conclusione precedente e fa prevedere soltanto un allargamento supplementare delle tracce, tale quale è stato effettivamente osservato.

Quale può essere la ragione di un comportamento così singolare? Per rispondere notiamo anzitutto che la previsione classica, smentita dall'esperienza, si basa essenzialmente su due ipotesi: sull'ipotesi che le correnti atomiche di AMPÈRE sono generate dal moto di elettroni nell'atomo, e sull'ipotesi che i momenti M possono formare angoli qualunque col vettore H . La teoria dei quanti abbandona questa seconda ipotesi. Dai suoi postulati discende con necessità che la componente M_z del momento M deve essere un multiplo intero del magnetone di BOHR [V. (2)]. Nel caso particolare di atomi di Ag questa teoria fa prevedere che il momento magnetico di un atomo di Ag deve anche essere uguale a un magnetone. Se ne deduce che nel campo magnetico sono possibili per questo atomo solo le due orientazioni parallele al campo: una di verso concorde con H e l'altra di verso opposto. Quindi l'effetto del campo magnetico si dovrebbe manifestare proprio in uno sdoppiamento dell'immagine sulla lastra del tipo di quello, che è stato osservato. In più essendo $\theta = 0$ oppure $= \pi$, e essendo nota la velocità media dei raggi atomici, la (5) permette di ricavare il valore di $|M| = |M_z|$. L'orientazione antiparallela al campo, che a prima vista sembra instabile (se si pensa a un dipolo magnetico) risulta invece, come ha osservato SOMMERFELD, stabile (per convincersene basta riferirsi al modello giroscopico dell'atomo).

STERN e GERLACH superando notevoli difficoltà tecniche dell'esperienza sono riusciti a misurare questo momento M e hanno ottenuto un valore coincidente col valore teorico del magnetone di BOHR. L'errore medio delle loro misure è stimato dagli Autori inferiore al 10% dell'effetto totale. L'esperienza è stata ripetuta dai medesimi Autori anche con altre sostanze. Cu e Au dimostrano un comportamento identico a quello di Ag . Zn , Cd , Hg e Pb danno invece una deviazione nulla, d'accordo con le previsioni della teoria dei quanti. L'esame di altre sostanze presenta notevoli difficoltà.

La conferma quantitativa del valore teorico del magnetone di BOHR deve considerarsi come uno dei maggiori successi della teoria dei quanti. Questo risultato appare specialmente soddisfacente, perchè è confermato sia dai risultati di altre misure meno dirette e teoricamente più complesse di questo momento, sia da deduzioni del valore di M , fatte in base allo studio dell'effetto ZEEMAN. Notevolissimo è anche il fatto, che l'effetto « Stern-Gerlach » cioè lo sdoppiamento della traccia dei raggi atomici nel campo magnetico, è stato previsto da STERN, in base alla teoria di SOMMERFELD della « quantizzazione spaziale ». È questo uno dei molti casi in cui la teoria dei quanti ha condotto alla scoperta dei nuovi effetti.

3. Si deve a RICHARDSON ⁽¹⁾ l'osservazione, che una magnetizzazione o smagnetizzazione di un corpo deve produrre un effetto meccanico dovuto all'inerzia degli atomi o molecole del corpo. La cosa si comprende facilmente se si pensa alla relazione (1), che sussiste anche per corpi di dimensioni finite.

Infatti il campo magnetico esterno genera un movimento di precessione di tutti gli atomi del corpo e produce quindi una variazione del momento risultante delle quantità di moto, proporzionale al momento magnetico totale del corpo. Questa variazione per la legge della conservazione dei momenti delle quantità di moto deve essere compensata da un'equivalente rotazione del corpo in esame (dovuta al momento risultante delle forze d'inerzia). La misura sperimentale dell'effetto presenta notevoli difficoltà. Il primo tentativo di RICHARDSON è rimasto infruttuoso. Nel 1915 EINSTEIN e DE HAAS ⁽²⁾ sono riusciti a ideare e realizzare un dispositivo sperimentale, che ha permesso di scoprire l'effetto e di determinare il rapporto $\frac{M}{J}$ [v. (1)]. L'esper-

ienza consiste nell'assoggettare un ago magnetico mobile a una magnetizzazione e smagnetizzazione periodica con periodo uguale al periodo proprio dell'ago. Sfruttando l'effetto di risonanza e compensando o eliminando altri effetti perturbatori, si riesce a rendere manifesto l'effetto RICHARDSON-EINSTEIN. L'esperienza è stata ripetuta da vari Autori ⁽³⁾ con metodi e mezzi perfezionati. Il risultato più sorprendente e oramai completamente accertato di queste ricerche è che il rapporto caratteristico fra M e J per tutte le sostanze esaminate: *Fe, Ni, Co*, lega di HEUSLER ecc., non è uguale a $\frac{e}{2mc}$,

come lo vuole la teoria elettronica, ma è esattamente il doppio di questo valore. La teoria dei quanti e, in particolare, l'ipotesi dell'elettrone rotante permettono facilmente di spiegare questo risultato. Anzi l'analisi dell'effetto ZEEMAN anormale, interpretato colla teoria dei quanti, induce a attribuire a questo rapporto precisamente il valore determinato sperimentalmente.

⁽¹⁾ « Phys. Rev. », **26**, 248, 1908.

⁽²⁾ « Verh. d. D. Phys. Ges. », **17**, 152, 1915; **18**, 173, 1916.

⁽³⁾ E. BECK « Ann. d. Phys. », **60**, 109, 1919; H. ARVIDSON « Phys. Zeitschr. », **21**, 88, 1920; CHATTOCK e BATES « Phil. Trans. », **223**, 257, 1922; SUCKSMITH e BATES « Proc. Roy. Soc. », London **104**, 499, 1923.

L'effetto inverso al precedente è stato scoperto e misurato da S. I. e L. S. BARNETT ⁽¹⁾. Questi Autori fanno ruotare un'asta cilindrica di *Fe* intorno al proprio asse e misurano il momento magnetico, che essa acquista in virtù della rotazione. La rotazione meccanica dà luogo in questo caso al movimento di precessione degli atomi rispetto a un sistema inerziale. La (1) dimostra allora, che nell'asta deve generarsi un momento magnetico. S. J. BARNETT misura l'intensità di un campo magnetico esterno capace di produrre nell'asta in quiete un momento magnetico uguale a quello, che si crea nell'asta per effetto della rotazione. Anche queste misure di BARNETT danno il valore di $\frac{M}{J}$ doppio di quello previsto dalla teoria elettronica.

4. È noto che WEISS ha dedotto dai suoi studi dei corpi paramagnetici, basati su un vasto materiale sperimentale, che il momento magnetico di una molecola non può assumere valori qualunque, ma è sempre un multiplo intero di un momento elementare, a cui egli ha dato il nome di « magnetone ». Riferendo questo momento elementare a una grammimolecola, WEISS trova per esso il valore: 1123,5 gauss. cm. Anche la teoria di BOHR fa prevedere, che i momenti molecolari devono essere multipli interi di un momento elementare (magnetone di BOHR, v. (2)). Ma riferendo questo momento a una grammimolecola, si trova un valore: 5584 gauss. cm. che è circa 5 volte maggiore del valore di WEISS. Le misure di STERN e GERLACH del momento molecolare di *Ag*, *Cu*, *Au*, e di altre sostanze decidono senz'altro la controversia in favore di BOHR. Ma è molto soddisfacente, che anche un'analisi accurata del materiale sperimentale del WEISS fatta da PAULI e da SOMMERFELD ha dimostrato, che il magnetone di WEISS è irrealistico, e che i dati sperimentali si accordano benissimo col valore teorico del magnetone di BOHR.

L'accordo fra le varie ricerche sopra descritte viene per così dire integrato dalla teoria quantistica dell'effetto ZEEMANN anormale, che ha dato in mano agli spettroscopisti uno dei più potenti e utili strumenti per lo studio e la classificazione degli spettri degli atomi. L'analisi della struttura fina delle linee spettrali e delle loro scomposizioni in un campo magnetico permettono al giorno d'oggi di dedurre i valori dei momenti magnetici degli atomi con una precisione di gran lunga superiore a quella raggiungibile con esperienze meccaniche. Una descrizione di questi studi esce però dai limiti del presente lavoro.

Torino, giugno 1927.

(¹) « *Phys. Rev.* », 6, 239, 1915: 10, 7, 1917; « *Phys. ZS.* », 24, 14, 1923.

RECENSIONI

Estudios generales sobre aberración esférica de orden superior (*invariantes de los dioptrios de revolución*). Anuario del Observatorio de Madrid, 1927 - M. MARTINEZ-RISCO. — Gli invarianti del diottro sferico, noti già da tempo, vengono ripresi in esame, per trasformarli in espressioni più generali che valgano per tutti i diottri di rivoluzione, e che si riducano a quelli noti del diottro sferico, quando vi si introducano gli elementi caratteristici di questo caso. L'A. si propone di risolvere il problema col trovare delle formule non solo più generali, ma anche formalmente analoghe a quelle degli invarianti del diottro sferico.

Per soddisfare questa condizione formale, l'A. ricorre ad una nuova rappresentazione analitica della sezione meridiana del diottro. Questa infatti, che comunemente è data da un'equazione della forma

$$x = Ay^2 + By^4 + Cy^6$$

viene ora espressa da un'equazione della forma

$$R = R_0 + ap^2 + bp^4,$$

considerando il diottro stesso come un'onda affetta da aberrazione sferica. In tal modo l'A. giunge infatti all'interessante generalizzazione, che si era proposta.

Vengono infine riportati alcuni esempi numerici, che allontanano il dubbio di errori nei calcoli, per loro natura laboriosi. - VASCO RONCHI

NOTIZIARIO

Sadi Carnot.

È uscito il volume: SADI CARNOT: BIOGRAPHIE ET MANUSCRIT, publiés sous le haut patronage de l'Académie des Sciences, avec une introduction de M. Émile Picard. Parigi, Gauthier-Villars.

È un bel volume in 4°, di 96 pagine, in carta vergata antica. Ne esiste pure un'edizione di lusso di soli venti esemplari numerati. Tutt'e due le edizioni contengono due bellissimi ritratti di Sadi Carnot in fototipia. Eccone il sommario:

Introduzione di E. PICARD (nel 1878, Ippolito Carnot donava all'Accademia delle Scienze di Parigi il manoscritto delle *Réflexions sur la puissance motrice du feu*, e altri autografi inediti del suo grande fratello).

Le *Réflexions*, che erano state stampate per la prima volta nel 1924, furono ristampate nel 1872 e poi di nuovo nel 1878 con alcune delle note inedite. Ora l'Accademia ha pensato che le note inedite, essendo del più alto interesse per la storia della scienza, meritavano di essere stampate integralmente: e questo è lo scopo principale del volume.

In queste note postume, Sadi Carnot, liberatosi dell'ipotesi del calorico (come fluido), arriva al principio dell'equivalenza.

Lettera all'Accademia delle scienze e Notizia biografica sul fratello di IPPOLITO CARNOT: nella lettera si dimostra che S. Carnot ha trovato, oltre che il secondo, anche il primo principio della termodinamica e ha calcolato con buona approssimazione l'equivalente meccanico della caloria.

La Biografia è quella stessa che fu stampata nell'edizione del 1878 delle *Réflexions* ed è, come i lettori sanno, un piccolo capolavoro.

Precedute da una *Notizia sul manoscritto di S. Carnot* di C. RAVEAU, nella quale è rivendicata, tra l'altro, al Carnot l'idea dell'esperienza realizzata nel 1854 da JOULE e THOMSON, seguono infine le *Notes sur les Mathématiques, la Physique et autres sujets* di SADI CARNOT, delle quali son date due riproduzioni: una in fac-simile e l'altra a stampa. Sono appunti non destinati alla pubblicità, ma molto importanti e molto suggestivi. Essi dimostrano che Sadi Carnot merita pienamente il titolo di fondatore della termodinamica e che la sua opera è una delle più meravigliose di tutta la storia della scienza.

Letteratura voltiana.

La letteratura voltiana è in pieno sviluppo. È uscito in questi giorni l'atteso volume bibliografico di F. SCOLARI su *Alessandro Volta*, edito dalla Fondazione Leonardo per incarico della R. Commissione Voltiana.

Riservandoci di parlarne, vogliamo adesso dire qualche parola su due libri sul Volta scritti per il pubblico: uno di GIOVANNI CAU e l'altro di ETTORE FABIETTI.

Il libro del CAU: *Alessandro Volta. L'uomo, la sua scienza, il suo tempo.* (Milano, Agnelli), è presentato brevemente da Guglielmo Marconi, il quale dice che questo lavoro ci presenta un intimo ritratto della vita di gentiluomo del Volta, « del suo carattere, delle sue aspirazioni e della scintilla geniale che progressivamente lo condusse, attraverso tante difficoltà e non poche invidie, alla grande scoperta su cui si è di poi imperniato tutto il moderno progresso dell'Elettrotecnica ».

Il volume contiene numerosi ritratti e tavole fuori testo, e si occupa, in forma facile, dell'elettricità prima di Volta, dell'uomo Volta e il suo tempo, della sua scienza, dell'elettricità dopo Volta e, in appendice, raccoglie alcuni giudizi di fisici contemporanei su Volta.

Il libro è ricco di notizie e sarà utile a chi voglia avere una prima conoscenza dell'argomento.

Il libro del FABIETTI: *Alessandro Volta* (Milano, Mondadori, con 18 tavole fuori testo, legato) esce sotto gli auspici del Comitato esecutivo per le onoranze a Volta, e inizia la nuova collezione: *I grandi. Gli uomini esemplari nella vita e nelle opere.*

« Questa biografia di Alessandro Volta — dice l'A. — non è il risultato di ricerche originali ed erudite sulla sua vita e sulle sue opere. È un tentativo di rievocare, sullo sfondo dei suoi tempi, la figura integrale di Alessandro Volta, uomo e scienziato, e di animarla di un soffio di vita attuale, per la gioventù e per il popolo italiano ». Il Fabietti aggiunge che per lui il biografo è soprattutto un interprete e un animatore: deve vivere il personaggio, e farlo vivere al lettore.

Il libretto, scritto e stampato con molto gusto, realizza assai felicemente il tipo ideale a cui il Fabietti si è ispirato e sarà letto come un romanzo dal pubblico al quale si rivolge.

Moseley.

Nell'ultimo numero della rivista internazionale di storia della scienza *Isis*, diretta da GIORGIO SARTON, il Direttore parla ampiamente di MOSELEY, del quale illustra la biografia e l'opera e pubblica, oltre che un bel ritratto del giovanissimo e geniale fisico, una bibliografia completa degli scritti di Lui e su Lui.

Il saggio del SARTON è senza dubbio il più bel lavoro d'insieme che sia stato scritto sul MOSELEY. seb. t.

RIVISTA

LA DISINTEGRAZIONE ARTIFICIALE DEGLI ELEMENTI

Nota di A. ROSTAGNI

Risale al principio del secolo passato, ai primordi della chimica, l'ipotesi ben nota, di PROUT, che gli atomi superiori siano sistemi complessi, e precisamente aggregati di atomi d'idrogeno. Fatti concreti che giustifichino, in linea generale, tale modo di vedere si conobbero solo in epoca più recente, principalmente colla scoperta della radioattività, che rivelò atomi capaci di spezzarsi, dando luogo a loro volta ad altri atomi più semplici, e colla separazione degli isotopi, grazie alla introduzione della spettrografia delle masse, che confermò definitivamente essere i pesi atomici tutti, a meno di piccole deviazioni, multipli interi di quello dell'idrogeno. Mancava però un dato essenziale: non si era constatata mai con certezza una disintegrazione atomica donde prendesse origine dell'idrogeno.

Invero una emissione di particelle H — cioè di nuclei d'idrogeno — da preparati radioattivi era stata osservata dal MARSDEN ⁽¹⁾, ma in misura assai limitata rispetto alla contemporanea emissione α , e con caratteristiche diverse: tanto che si poteva con fondamento dubitare si trattasse di atomi d'idrogeno presenti come impurità in combinazioni molecolari aderenti al preparato, lanciati a grande velocità dall'urto di particelle α .

Le esperienze di Rutherford.

Fu appunto nel corso di esperienze intese a dirimere tale questione, che il RUTHERFORD fece una scoperta fondamentale per la visione della struttura intima della materia ⁽²⁾. Atomi di elementi leggeri, bombardati con particelle α , liberano nuclei d'idrogeno, che si rivelano così nel modo più diretto come loro costituenti primitivi.

Il dispositivo sperimentale, semplicissimo, era fondato sul metodo delle scintillazioni. Su di uno schermo fluorescente di solfuro di zinco, posto dinanzi ad un preparato radioattivo, le particelle α danno luogo a singole scintille, visibili distintamente con un microscopio di moderato ingrandimento, purchè lo sfondo sia abbastanza oscuro. Per questo conviene in generale che la distanza fra il preparato e lo schermo non sia troppo piccola, affinchè si riduca l'intensità dei raggi γ , e che inoltre i raggi β vengano deviati con un campo magnetico, perchè entrambi producono, altrimenti, una luminosità diffusa sullo schermo.

⁽¹⁾ « Phil. Mag. », 30, 240, 1915.

⁽²⁾ RUTHERFORD, « Phil. Mag. », 37, 581, 1919; RUTHERFORD e CHADWICK, « Phil. Mag. », 42, 809, 1921.

È noto che le radiazioni corpuscolari subiscono una perdita graduale di velocità nel passaggio attraverso alla materia. Con un fascio omogeneo, come è quello dei raggi α corrispondenti ad una determinata trasformazione radioattiva, mentre in un primo tratto non si osserva una sensibile riduzione nel numero dei corpuscoli, scesa ad un certo punto l'energia cinetica comune al di sotto di un valore critico, quelli si arrestano, quasi, in massa. Così avviene, approssimativamente, per i raggi α del radio *C* dopo un percorso di 7 cm. nell'aria. Se si hanno invece insieme corpuscoli di differente velocità, il fascio si assottiglia via via, restando soli quelli inizialmente più veloci. Si usa caratterizzare la velocità di un corpuscolo col percorso massimo di cui è capace nell'aria a pressione normale. A un centimetro d'aria equivalente, da questo punto di vista, spessori diversi delle altre sostanze.

Il RUTHERFORD racchiudeva il preparato — un deposito di radio *C* — in un recipiente a tenuta ermetica, ad una distanza variabile dalla parete anteriore, oltre la quale stava lo schermo fluorescente. La parete era costituita da una lamina d'argento sufficiente a fermare da sola i raggi α . Se nel recipiente era fatto il vuoto, si scorgevano rare scintillazioni di intensità e dimensioni notevolmente minori di quelle normali delle particelle α . Introducendo a poco a poco ossigeno o anidride carbonica, esse si riducevano in numero gradatamente, ma non scomparivano tutte che per un assorbimento totale circa quattro volte maggiore di quello necessario ad eliminare le particelle α .

Quando però si usava l'aria come sostanza assorbente, risultava un comportamento nettamente anormale. L'introduzione di essa, anziché ridurre il numero delle particelle visibili, sino ad un certo spessore lo aumentava fortemente. L'aspetto delle scintillazioni era sempre il medesimo: ma se ne constatavano ancora dopo 40 cm. d'aria. Evidentemente avevano origine nel gas delle radiazioni corpuscolari, con ogni probabilità generate dall'urto di particelle α cogli atomi di quello.

Un attento esame delle condizioni di lavoro dimostrò non potere trattarsi che di nuclei d'idrogeno staccati dai nuclei d'azoto. Non erano essi stessi nuclei d'azoto o d'ossigeno, proiettati direttamente dall'urto, perchè questi hanno un percorso massimo di 9 cm. d'aria, come provano le esperienze dirette. Il rapporto fra la carica e la massa, dedotto dalla deviazione in campo magnetico, risultò per l'appunto quello dell'atomo d'idrogeno con una carica positiva. D'altronde, fra i vari costituenti dell'aria, l'effetto si notava solo coll'azoto. E non si poteva trattare di atomi d'idrogeno preesistenti in impurità d'idrogeno molecolare o composti di esso, perchè, a parte la poca verisimiglianza che tali impurità siano strettamente legate colla presenza dell'azoto, in tali casi si avrebbero sempre raggi *H* che non possono attraversare più di 29 cm. d'aria, come, di nuovo, provano misure dirette.

La complessità di struttura dell'atomo d'azoto era così dimostrata in modo indiscutibile. Non essere sua proprietà specifica risultò dal fatto che vari altri elementi leggeri, cimentati allo stesso modo, in migliori condizioni d'osservazione, diedero risultato positivo. E precisamente il boro, il fluoro, il sodio, l'alluminio e il fosforo. Le sostanze solide venivano esposte in strato sottile

su una foglia d'oro. Risultò indifferente usare gli elementi puri ovvero loro composti con altri elementi non disintegrabili. L'alluminio, che nelle prove preliminari era sembrato refrattario, diede ora particelle H sino ad un percorso di 90 cm. d'aria. Chè, importa notare, il percorso massimo e, quindi, l'energia iniziale massima è diversa per i diversi elementi; mentre dipende, d'altro canto, dalla velocità delle particelle α incidenti. La direzione del moto delle particelle incidenti non determina la direzione di emissione: questa può essere orientata comunque rispetto a quella.

I diversi risultati suggerirono al RUTHERFORD un primo modello atto a spiegarli qualitativamente. Il nucleo potrebbe essere costituito di una parte centrale, attorno alla quale ruota un protone come satellite, tenuto da forze non coulombiane. L'emissione del protone avrebbe luogo quando la velocità impartitagli dall'urto di una particella α supera il valore massimo compatibile con una forma chiusa dell'orbita, secondo le note proprietà dei moti centrali. La direzione di emissione dipenderà dalle condizioni in cui avviene l'urto: nessuna direzione si deve escludere.

Se si espone invece al preparato radioattivo un composto dell'idrogeno — acqua ad es. o paraffina — le particelle H , cosiddette « naturali », che ne vengono emesse, muovono tutte ad angoli minori di 90° coi raggi α . Il fatto discende da ovvie considerazioni meccaniche per particelle libere e in riposo, ma evidentemente le forze che legano gli atomi nelle molecole e le rispettive velocità sono affatto trascurabili rispetto a quelle che entrano in giuoco nell'urto delle particelle α coi nuclei; sì che essi si comportano precisamente come se fossero liberi.

Questo gruppo di considerazioni condusse all'idea della osservazione laterale, limitata cioè alle particelle H emesse a 90° dai raggi α ⁽¹⁾. Siccome qui non si ha da temere che giungano particelle H « naturali » messe in moto dall'urto, ma soltanto, eventualmente particelle α diffuse, accanto ai prodotti di disintegrazione, basterà eliminare quelle con uno strato assorbente opportuno: che sarà dell'ordine di pochi centimetri d'aria. Si può estendere così l'osservazione alle particelle H di percorso assai minore di quello che non fosse lecito prima. Come era da attendersi, col nuovo metodo subito risultarono disintegrabili vari altri elementi.

Mentre a Cambridge si svolgevano così le ricerche per opera di RUTHERFORD e CHADWICK, altre se ne istituivano in parallelo a Vienna, da parte di PETTERSON, KIRSCH, HOLOUBEK, SCHMIDT, STETTER ed altri ⁽²⁾.

Lo stato presente delle ricerche.

Ormai il problema è nelle sue linee essenziali impostato. Si lavora a perfezionare i metodi di osservazione, nell'intento di cimentare in condizioni opportune un numero sempre maggiore di elementi, e di ricavare per ciascuno

⁽¹⁾ RUTHERFORD e CHADWICK, « Nature », **113**, 457, 1924.

⁽²⁾ V. per estese informazioni il fascicolo 9-10 della « Zeitschr. f. Phys. », vol. **42**, 1927, con note degli autori qui citati. V. inoltre il libro di PETTERSON e KIRSCH, *Atomzertrümmerung*, Lipsia, 1926.

dati quantitativi sul numero e sulla velocità delle particelle H emesse nelle varie direzioni per opera di particelle α di diversa velocità. Lo studio della disintegrazione costituisce, insieme con quello della diffusione dei raggi α nella materia, la fonte principale di ragguagli sulla struttura e sulle proprietà dei nuclei atomici. Da esso ha ricevuto nuovo fondamento l'opinione prevalente che i nuclei siano sistemi complessi di cariche elementari, contenenti un numero di protoni uguale al peso atomico, riuniti e tenuti in equilibrio da un numero di elettroni eguale alla differenza fra il peso atomico e il numero d'ordine dell'elemento.

Si tratta ora di saggiare le ipotesi definite sulla distribuzione relativa di questi corpuscoli e sulle leggi delle azioni scambievoli, ipotesi che si presentano ancora molto arbitrarie. Non compare più sufficiente il modello meccanico semplice immaginato in primo tempo dal RUTHERFORD per la disintegrazione. E forse una via più adatta è stata intravista dal PETTERSON ⁽¹⁾: che vuole tener conto della alterazione nella distribuzione delle cariche del nucleo, richiamata dalla carica positiva della particella α che s'avvicina e finisce per entrare nel nucleo stesso; e considera la espulsione della particella H come la conseguenza, non più immediata di un urto materiale, ma quasi di una esplosione che accompagna il passaggio di tutto il sistema da uno stato divenuto instabile ad un nuovo più stabile.

Ma tutte le rappresentazioni debbono ritenersi affatto provvisorie, atte a servire solo d'orientamento nella ricerca. E forse passerà lungo tempo ancora prima che una visione d'insieme nell'interno del nucleo sia accordata dai fatti, perchè purtroppo non si dispone qui di quella molteplice varietà di fenomeni coi quali si manifestano invece a noi le zone esteriori dell'atomo, rendendo possibili indagini meticolose.

Le difficoltà sperimentali sono ancor oggi enormi. Neanche si trovano d'accordo le due scuole, di Cambridge e di Vienna, sulla scelta delle condizioni più favorevoli d'osservazione ⁽²⁾. Metodo principe rimane pur sempre quello delle scintillazioni: ma, mentre a Cambridge si usano sorgenti radioattive assai intense e campi d'osservazione ampi, cercando soprattutto di facilitare le osservazioni ai percorsi massimi, quando rimangono pochi corpuscoli in moto; a Vienna si riduce invece il campo, per garantirne la sorveglianza su tutta l'estensione, e si cerca di aumentare al massimo il rendimento luminoso, a costo di usare preparati meno intensi ma privi di radiazioni β e γ , così che lascino il fondo assolutamente oscuro: tutto per rendere visibili anche le particelle più lente che danno scintille debolissime.

Inoltre a Vienna si è introdotto il metodo della osservazione retrograda, cioè in direzione che formi angolo vicino a 180° col fascio di raggi α ; perchè previsioni teoriche, convalidate da alcuni risultati sperimentali, indicano un

(1) « Proc. Phys. Soc. London », **36**, 194, 1924. L'idea della deformabilità del nucleo è poi sviluppata, applicata alla diffusione dei raggi α nella materia, da DEBYE e HARDMEIER; cfr. HARDMEIER, « Phys. Zeitschr. », **28**, 181, 1927.

(2) Per i particolari della discussione v. KIRSCH e PETTERSON, « Zeitschr. f. Phys. », **42**, 641; e CHADWICK, « Phil. Mag. », **2**, 1056, 1926.

decremento forte del numero e del massimo percorso delle particelle α diffuse ad angoli crescenti rispetto alla direzione primitiva. In parte appoggiandosi su queste considerazioni, in parte fidando di poter distinguere all'aspetto le scintillazioni cercate delle particelle H da quelle eventuali contemporanee dovute alle particelle α diffuse nel nuovo dispositivo, si avvanza lo schermo sino a distanze minime dalla sostanza in studio.

Come conclusione si ha che a Vienna la disintegrabilità è attribuita ad un numero assai maggiore di elementi che non a Cambridge. Precisamente, secondo RUTHERFORD e CHADWICK emettono protoni, bombardati con raggi α di 7 cm. di percorso, gli elementi più leggeri del sistema periodico sino al potassio incluso, ma con eccezione dell'elio, del litio, del berillio, del carbonio e dell'ossigeno. Invece KIRSCH e PETTERSON affermano di aver disintegrati pure questi, all'infuori solo dell'elio; e ne aggiungono numerosi altri di là dal potassio. Non solo, ma i numeri di particelle H emesse da uno stesso elemento per uno stesso numero di particelle α incidenti è trovato nettamente diverso: dove, per es., a Cambridge si trova un rapporto di due unità per un milione, a Vienna è invece di parecchie decine, sempre per milione.

Le differenze sembra siano spiegate dalla opposizione dei concetti che guidano le misure, come appare dal cenno dato di sopra: e questo affermano i viennesi a difesa dei loro risultati; ma essi forse non possono d'altronde salvarsi completamente dall'accusa di non essere sempre in grado di garantire che tutte le particelle H che dicon di osservare, non comprendano poi anche particelle α diffuse (1).

Non pare però che ormai la portata teorica del contrasto sia così vasta più come al principio si poteva pretendere. Era fondamentale una volta decidere se il carbonio — uno dei più discussi, sul quale la opposizione dei risultati è assoluta — poteva o no emettere protoni, perchè il suo peso atomico è multiplo esatto di quello dell'elio, e potrebbe quindi il suo nucleo esser costituito semplicemente di tre particelle α preformate: da un risultato negativo sarebbe stata convalidata l'idea diffusa che la particella α sia il costituente principale della materia, al quale si aggiunge qualche protone isolato solo negli elementi di peso atomico non multiplo di quattro. Ma ora lo solfo, che si trova in condizioni simili (2), è concordemente riconosciuto disintegrabile; la questione sarebbe da ritenere quindi, nel senso generale, risolta.

Sembra così che, a parte la possibilità di discutere caso per caso sulla validità o meno della constatazione diretta per qualche particolare elemento, sia ormai giustificata l'opinione di KIRSCH e PETTERSON di considerare in massima come proprietà generale la disintegrabilità con particelle α , almeno

(1) CHADWICK, loc. cit.

(2) A meno che non si voglia attribuire, col RUTHERFORD, importanza essenziale al fatto che il peso atomico dello solfo, essendo 32,06, scarta un poco dalla esatta molteplicità: ma si cade allora nelle difficoltà rilevate da PETTERSSON in « Zeitschr. f. Phys. », 42, 701.

per gli elementi di numero atomico non troppo elevato, essendo limite alle nostre constatazioni soprattutto la sensibilità dei mezzi d'osservazione.

Oltre al metodo delle scintillazioni varii altri ne furono adoperati, specialmente a scopo di controllo. Particolare interesse presenta l'applicazione fatta da BLACKETT del metodo di condensazione di WILSON per rendere visibili le traiettorie dei corpuscoli in moto ⁽¹⁾. In 20.000 fotografie di circa 400.000 traiettorie di particelle α nell'azoto umido compaiono i segni della espulsione di otto protoni: molto notevole è il fatto che, almeno apparentemente, la particella α nei casi esaminati rimane aderente al nucleo privato del protone, e quindi presumibilmente entra a farne parte.

Utilissimo allo studio della dinamica degli urti molecolari, il metodo è talmente laborioso che non si può pensarne una applicazione generale. HOLOU-DEK ⁽²⁾, allo scopo di accelerare il lavoro, rinchiuso il preparato radioattivo e la sostanza in esame in un ambiente separato dalla camera di condensazione: e, con gli stessi artifici (schermi assorbenti, osservazione a 90°, ecc.) usati col metodo delle scintillazioni, impedisce alle particelle α e alle particelle H « naturali » di entrare in quella: si rendono in tal modo visibili solo i prodotti di disintegrazione, che così isolati si possono seguire comodamente, senza che occorra ridurre l'intensità della sorgente e la frequenza delle emissioni: si rinuncia però a studiare il meccanismo stesso dell'emissione.

Sono applicati ancora gli altri metodi usuali di rivelazione delle radiazioni corpuscolari, che ne sfruttano sia l'azione sulle lastre fotografiche ⁽³⁾, sia quella ionizzante sui gas ⁽⁴⁾. Si è giunti persino, ricorrendo ad amplificatori a valvole, a rendere sensibili al ricevitore telefonico, in impulsi distinti, le correnti momentanee prodotte nella camera di ionizzazione dalle singole particelle, colla possibilità di distinguere, dalla diversa intensità del rumore percepito, le particelle H da quelle α ⁽⁵⁾.

Infine, fu determinato rigorosamente, per opera di STETTER, il rapporto fra la carica e la massa dei prodotti di disintegrazione di vari elementi, col metodo di ASTON delle deviazioni combinate in campo elettrico e magnetico, opportunamente modificato in ragione dell'alta velocità e del piccolo numero delle particelle che qui si vogliono studiare. Si ottenne così, caso per caso, la prova più sicura che si tratta veramente di particelle H ⁽⁶⁾.

Torino, Istituto fisico della R. Università, luglio 1927.

⁽¹⁾ « Proc. Roy. Soc. », **107**, 349, 1925.

⁽²⁾ « Zeitschr. f. Phys. », **42**, 704.

⁽³⁾ M. BLAU, « Zeitschr. f. Phys. », **84**, 285, 1925 e altrove.

⁽⁴⁾ Ad es., colla camera a punta di GEIGER; cfr. SCHMUTZER, « Phys. Zeitschr. », **28**, 245, 1927.

⁽⁵⁾ ORTNER e STETTER, « Phys. Zeitschr. », **28**, 70, 1927.

⁽⁶⁾ « Zeitschr. f. Phys. », **42**, 741.

NOTIZIARIO

Congresso Internazionale dei Fisici.

Va attuandosi il programma di onoranze che l'Italia e Como in ispecie avevano stabilito per esaltare nel mondo il Genio Italiano colla glorificazione di Alessandro Volta, in quest'anno, primo centenario della Sua morte.

Si è compiuta ora a Como, Pavia e Roma una delle più importanti e caratteristiche manifestazioni di onore, quella certamente più vicina allo spirito di Volta: Il Congresso Internazionale dei Fisici.

Come avevamo annunciato, settanta illustri Fisici, di quattordici Stati, si sono riuniti a Congresso in Como dall'11 al 16 scorso, poi il 17 a Pavia ed il 19 a Roma, dove solennemente si è chiuso il Congresso in Campidoglio.

Il « Nuovo Cimento » in uno dei prossimi numeri pubblicherà un riassunto delle comunicazioni svolte. Il resoconto integrale comparirà negli Atti del Congresso, di cui questa Presidenza riceve le prenotazioni.

LA REDAZIONE

A. Cruto e la lampada a incandescenza.

Nell'ultimo numero di « Realtà », CESARE GERONO parla a lungo di Alessandro Cruto di Piossasco, al quale rivendica il merito « di aver risolto per il primo il problema di rendere pratico e redditizio l'uso della lampada ad incandescenza e di averla fabbricata industrialmente ».

Alessandro Cruto era figlio di un modesto capomastro, e per qualche tempo lavorò col padre. Ma, animato da un grande amore per la Fisica, riuscì, con enormi sacrifici, a farsi una cultura e ad attrezzarsi un piccolo laboratorio. Fece così studi interessantissimi sulla cristallizzazione del carbonio, precedendo in parte la scoperta di MOISSAN.

Nel 1882 riuscì a fondare a Piossasco la Società A. Cruto e C. e a rendere industriale il metodo di fabbricazione delle lampade. I filamenti si preparavano chiudendo in un recipiente di vetro contenente etilene dei fili di platino di $\frac{1}{100}$ di mm., i quali si rendevano incandescenti per mezzo della corrente elettrica. In questo modo, l'etilene si decomponneva e formava sul filamento un'incrostazione di carbonio.

Le lampade Cruto ebbero un bel successo all'esposizione di Torino del 1884. Successivamente il Cruto fondò una società anonima con sede in Al-

pignano, di cui fu a lungo direttore tecnico, e poi si ritirò, dedicandosi specialmente all'utilizzazione dell'elettricità atmosferica. Morì a sessant'anni nel 1908.

Il Geronzi finisce augurandosi che gli appunti inediti di Alessandro Cruto siano riuniti e pubblicati, perchè sarebbero utilissimi agli studiosi della storia della nostra scienza.

seb. t.

RIVISTA

CONDUCIBILITÀ ELETTRICA NEI SOLIDI

Nota di GIOVANNA MAYR

I. Isolanti e conduttori.

È ben difficile trovare in natura sostanze che godano in modo perfetto di una data proprietà o ne manchino in modo assoluto, come per esempio sostanze assolutamente isolanti o assolutamente conduttrici e così pure non possiamo pensare ad una netta distinzione fra conduttori metallici (che già il VOLTA qualificò conduttori di prima classe) e conduttori elettrolitici (o di seconda classe).

Comunemente chiamiamo isolanti i corpi che usiamo come tali: questi però rivelano un certo grado di conducibilità a seconda delle condizioni di temperatura, di tensione, di dimensione.

Fra le sostanze comunemente considerate conduttrici distinguiamo i conduttori metallici e quelli elettrolitici.

I primi son caratterizzati dal fatto che in essi il passaggio di corrente non è accompagnato da alterazione chimica della sostanza, mentre nei secondi esso avviene con separazione di prodotti elettrolitici.

Teoricamente si è creduto di render ragione di questo diverso comportamento, notando che in questi ultimi la sostanza dissociata in joni migra al passaggio della corrente, mentre nei primi ciò non si verifica per cui si ammette che in questi il passaggio dell'elettricità avvenga esclusivamente o in modo assolutamente prevalente a mezzo del movimento di elettroni.

Ai conduttori elettrolitici appartengono le sostanze isolanti quando si riesce a scoprire in esse una certa conducibilità.

Ecludo dalla considerazione il terzo tipo di conducibilità di cui parla il DE MONCEL ⁽¹⁾: la conducibilità elettrotonica, rivelata dai dielettrici, perchè mi pare che non è altro che un nuovo modo di considerare il comportamento dei dielettrici in quanto tali.

Se teoricamente è facile distinguere le due specie di conducibilità, in pratica è molte volte difficile decidere quando si verifichi l'una oppure l'altra, perchè si hanno casi intermedi, dubbi. La possibilità di un intervallo di transizione fra i due tipi di conducibilità fu ammessa dal NERNST ⁽²⁾.

Invero non mancano casi in cui si è discusso se la conducibilità sia dell'una o dell'altra specie, non solo, ma riguardo ai quali si discute ancor

⁽¹⁾ DE MONCEL, « Annales de Physique », 18.

⁽²⁾ NERNST, « Lehrbuch der theor. Chemie », p. 473, 1921.

oggi la possibilità di stabilire un criterio sperimentale in base al quale si possa con certezza giudicare, quando la conducibilità di una sostanza sia metallica o elettrolitica o mista, cioè metallica ed elettrolitica insieme.

Appunto per questo, dopo aver visto i criteri di cui si può disporre per giudicare il tipo di conducibilità, si potranno discutere i risultati avuti nelle numerose indagini dirette a vedere se si hanno sostanze che, in determinate condizioni, presentano contemporaneamente i due tipi di conducibilità. Quelle che han dato luogo a maggior parte di tali discussioni sono gli ossidi e i solfuri di taluni metalli, ma lo studio di esse si collega intimamente con quello della conducibilità dei sali sia solidi, sia fusi, con la loro struttura molecolare e con quella reticolare quando si tratta di cristalli. studio questo che serve a dar spiegazione riguardo alle relazioni che corrono fra tipo di conducibilità e struttura di una sostanza.

E come offre interesse il caso dello studio di sostanze, la cui composizione molecolare presenta possibili anioni e cationi, le quali possono comportarsi come conduttori metallici, così interessa pure il caso reciproco: la considerazione cioè della possibilità di avere conduttori metallici, la cui costituzione chimica può far pensare solo alla conducibilità metallica e che ciononostante, nei riguardi della conducibilità elettrica, si comportano, almeno parzialmente, come elettroliti.

Forse dallo studio di questo problema, può scaturire la conclusione che le due specie di conducibilità non sono sempre proprietà esclusive dei corpi che le rivelano nel modo più spiccato, ma posson essere di tutti i conduttori in misura più o meno notevole a seconda delle circostanze.

II. Conducibilità di sostanze comunemente considerate isolanti.

Ho detto che queste posson presentare, a seconda delle circostanze, un certo grado di conducibilità. Si è cercato di vedere da un lato la esigua conducibilità che la sostanza in esame presenta, considerata come pochissimo conduttrice; dall'altro la conducibilità anche notevole che acquista in speciali circostanze.

FOUSSEREAU ⁽¹⁾ esaminando la resistenza elettrica specifica dello zolfo e del fosforo sia allo stato solido che liquido, osservò che lo zolfo solidificato in prismi alla temperatura ordinaria presenta una conducibilità non apprezzabile sperimentalmente e quindi tale da potersi considerare nulla, ma che diventa apprezzabile quando i cristalli si disaggregano; così pure è apprezzabile, benchè minima, quella dello zolfo liquido e del fosforo sia solido che liquido.

Sono però prevalenti i casi in cui la conducibilità rivelata da queste sostanze è attribuita alla presenza in esse di elementi estranei o di elettroliti che, a temperatura sufficientemente alta, si dissociano.

Così, per esempio, il legno presenta un lieve grado di conducibilità a motivo dell'umidità che assorbe ⁽²⁾; i dielettrici porosi e umidi si polariz-

⁽¹⁾ FOUSSEREAU, « Annales », V, 1885.

⁽²⁾ DE MONCEL, « Annales », X, 1877.

zano se attraverso ad essi passa la corrente in quanto che l'acqua prende parte alla conducibilità ⁽¹⁾; la teoria elettrochimica di VON WEIGEL ⁽²⁾ spiega la presenza di fenomeni elettrolitici in taluni cristalli come dovuta alla presenza di acqua assorbita causa la loro struttura porosa; di recente venne sperimentalmente notato che il vetro e il quarzo tengono occlusi gas che ne guastano il perfetto isolamento ⁽³⁾.

Sono però specialmente numerose le esperienze che dimostrano che la presenza di un elettrolito è causa della conducibilità di corpi comunemente usati come isolanti, nel qual caso non si può far a meno di tener conto delle condizioni di temperatura.

Vi sono classiche esperienze sulla conducibilità dei vetri, del quarzo, della porcellana e di altri isolanti ad alte temperature.

I primi a notare che il vetro, se scaldato, conduce, furono il CAVENDISH nel 1774 e RIESS ⁽⁴⁾.

BECQUEREL nel 1853 ⁽⁵⁾ osservò tale conducibilità a partire dai 3000°; BEETZ nel 1854 ⁽⁶⁾ a partire dai 220° e BUFF ⁽⁷⁾ misurando tale conducibilità fra i 200° e i 400° notò che aumenta con la temperatura e, a parità di temperatura, diminuisce con l'aumentare dell'intensità di corrente, forse causa la polarizzazione.

Fenomeni di polarizzazione nei vetri vennero pure notati da BEETZ ⁽⁸⁾, da W. THOMSON ⁽⁹⁾ nel 1875 anche sotto ai 50° e nello stesso anno PERRY ⁽¹⁰⁾ dedusse la conducibilità del vetro dalla velocità di dispersione di carica di un pallone funzionante da condensatore.

Nel 1886 GRAY ⁽¹¹⁾ osservò variazioni nella resistenza dei vari campioni di vetro durante il raffreddamento, mentre FOUSSEREAU ⁽¹²⁾ nel 1882 esaminando la resistenza elettrica di diversi campioni di vetro trovò che a — 17° questa è di 7970 milioni di megaoohms, circa il decuplo pei vetri di Boemia e 1000-1500 molto maggiore nei cristalli.

Ma il classico lavoro sull'argomento è quello di WARBURG ⁽¹³⁾.

Egli, elettrolizzando fino a circa 300° con la corrente di trenta elementi BUNSEN un campione di vetro di costituzione nota della forma di un tubo di assaggio, posto fra elettrodi di mercurio, ottenne all'anodo separazione di una superficie silicea cattiva conduttrice causante una rapida diminu-

(1) J. CURIE, « *Annales* », 18, 1889.

(2) VON WEIGEL, *Neues Jahrb. für Mineral.*, 1905.

(3) BUSH e CONNELL, *Frankl. Institut*, 1922, p. 231.

(4) CAVENDISH, « *Frankl. exper.* », 1774. RIESS, « *Reibungselektriz.* », vol. I, 1853.

(5) BECQUEREL, « *C. R.* », XXXVII.

(6) BEETZ, « *Annalen* », 92.

(7) BUFF, « *Annalen* », 90.

(8) BEETZ, « *Annalen Jubelband* », 1874.

(9) W. THOMSON, « *Proc. Roy Soc.* », 26.

(10) PERRY, « *Proc. Roy Soc.* », 26.

(11) GRAY, « *Philos. Magaz.* », X.

(12) FOUSSEREAU, « *C. R.* », 95.

(13) WARBURG, « *Annalen der Phys.* », 21, 1884.

zione dell'intensità di corrente, troppo forte per essere imputabile solo a polarizzazione.

WARBURG attribuì la conducibilità del vetro alla presenza di silicato sodico, sostanza elettrolizzata e, impedendo la formazione dello strato isolante usando all'anodo come elettrodo amalgama di sodio che reagisce col deposito siliceo, riuscì a determinare quantitativamente che il sodio trasportato verso il catodo migra conformemente alla legge di FARADAY, mentre il residuo siliceo, rimasto all'anodo, reagendo con l'amalgama, ripristina il silicato primitivo.

Rimase accertato che il catione Na' migra dall'anodo verso il catodo come negli elettroliti comuni, mentre l'anione siliceo non rivelò movimento verso l'anodo: dal che dedusse che l'anione sia molto meno mobile del catione.

L'autore osservò che l'anione siliceo non si deposita all'anodo; ma che in esso penetra il sodio dell'amalgama e in tal modo questo metallo passa a traverso il vetro, dall'anodo al catodo. In seguito a tale processo il vetro non cambia sensibilmente di peso e rimane chiaro conservando immutate le sue proprietà.

Recentemente, nel 1910, LE BLANC e KERSCHBAUM ⁽¹⁾ riconfermarono nella conducibilità del vetro a 320°, la formazione del mezzo cattivo conduttore all'anodo e la separazione elettrolitica del sodio al catodo. Essi dedussero che mentre gli anioni silicei non si depositano all'anodo, il catione solo migra e se si introduce sodio all'anodo, questo migra in modo che il vetro si conserva inalterato. Usando campioni di vetro di forma più opportuna di quelli di WARBURG e cioè aventi forma di lastra, disponendo di di tensione fino a 550 Volts, e non usando amalgame all'anodo riuscirono a trasformare una lastra dello spessore di mm. 0,1 completamente nel cattivo conduttore che generalmente si forma all'anodo e osservarono che quando ciò è avvenuto, cioè quando tutto il sodio si è combinato col catodo, nel dielettrico così avuto, che presenta qualche lieve traccia di conduttività, il passaggio di corrente avviene senza trasporto di materia.

Ciò conferma che la conducibilità elettrolitica del vetro è dovuta in massima parte alla presenza di un elettrolito e precisamente al movimento del jone sodio.

Usando all'anodo amalgama di litio anzichè di sodio si può far migrare quel metallo a traverso il vetro, e recentemente ZWORYKIN ⁽²⁾ riuscì a far passare elettroliticamente a traverso il vetro anche il potassio.

Il comportamento della porcellana ad alte temperature venne esaminato prima dal HABER ⁽³⁾ nel 1908, il quale trovò che fino a 900° la massa quasi totale si comporta come un solvente isolante in cui son disciolti i silicati alcalini i cui joni metallici migrano verso il catodo, mentre sopra i 900° si ha un potere conduttore proprio del silicato d'alluminio che aumenta

⁽¹⁾ LE BLANC-KERSCHBAUM, « Zeits. für Phys. Chem. », 76.

⁽²⁾ ZWORYKIN, « Phys. Rev. », 27. 1925.

⁽³⁾ HABER, « Annalen », 26, p. 946.

con la temperatura e che si aggiunge alla conducibilità del silicato alcalino presente.

Ancor più recentemente SILBSEE e HONAMANN ⁽¹⁾, nel 1920 misurarono la conducibilità di isolanti ad alte temperature operando prima con corrente continua e poi con corrente alternata a fine di evitare gli effetti della polarizzazione; per la porcellana come per altri isolanti come quarzo, micanite, fra 200° e 900° notarono aumento di conducibilità con la temperatura e, ciò che è notevole, una divergenza fra i risultati avuti con corrente continua e quelli avuti con corrente alternata, risultato questo che riprova che la conducibilità di queste sostanze è di natura elettrolitica.

Per quanto concerne la dipendenza di essa dall'intensità del campo elettrico, esperienze eseguite nel 1926 da H. SCHILLER ⁽²⁾ dimostrarono che la conducibilità varia con la temperatura allo stesso modo tanto con campi molto intensi quanto con campi poco intensi.

Il quarzo fu particolarmente oggetto di ricerche importanti, le quali si collegano allo studio della conducibilità elettrica nei cristalli in rapporto alla loro struttura. (Vedi Cap. V).

III. Criteri principali per giudicare il tipo di conducibilità.

Le ricerche citate dimostrano che l'alterazione chimica agli elettrodi è generalmente indice di conducibilità elettrolitica di una sostanza: il fatto che la conducibilità elettrica di questa sia di natura elettrolitica o metallica è connesso ad altre proprietà, che, in generale, servono a denotarlo: prima di tutto la separazione agli elettrodi dei prodotti dell'elettrolisi secondo le leggi di FARADAY; ma anche la presenza di polarizzazione galvanica; l'attitudine di questa sostanza a formare o meno pile se posta fra due elettrodi metallici.

Vi sono però anche altre proprietà secondarie che, in molti casi, ma non sempre, possono servire a distinguere conduttori di carattere elettrolitico oppure metallico: come il segno del coefficiente di temperatura, i caratteri ottici.

Il coefficiente di temperatura è comunemente negativo pei conduttori metallici, pei quali è noto il fenomeno della superconducibilità alle basse temperature; positivo per quelli elettrolitici. La sua positività servi infatti a VON HASSLINGER ⁽³⁾ a BODLÄNDER e IDASZEWSKY ⁽⁴⁾ a confermare la natura elettrolitica rispettivamente del solfuro d'argento e di quello di rame a temperature elevate. Le eccezioni, però, non mancano: così il carbone che conduce metallicamente, ha un coefficiente di temperatura positivo ⁽⁵⁾, e non sempre un elettrolito aumenta la conducibilità con la temperatura ⁽⁶⁾.

⁽¹⁾ SILBSEE e HONAMANN, « Phys. Rev. », 14.

⁽²⁾ H. SCHILLER, « Annalen der Physik », 81.

⁽³⁾ W. HASSLINGER, « Sitzungs. Wien. Akad », 115, 1906.

⁽⁴⁾ BODLÄNDER e IDASZEWSKY, « Zeits. für Elektroch. », 11, 1905.

⁽⁵⁾ STREINTZ, « Annalen », 3-9, 1900-02; HASSLINGER, l. c.

⁽⁶⁾ ARRHENIUS, « Zeits. Phys. Ch. », 4, 1889, p. 96; NOYES e COOLIDGE, « Proc. Amer. Acad. of Sc. », 39, 1903-04, p. 166.

Inoltre vi son sostanze il cui coefficiente di temperatura cambia segno passando una certa temperatura; come in taluni ossidi studiati da HORTON ⁽¹⁾ la cui conducibilità, fino ad un certo punto aumenta con la temperatura e poi diminuisce: in alcuni cristalli studiati da KÖNIGSBERGER e REICHENHAIN ⁽²⁾ la variazione della resistenza con la temperatura è diversa che nei metalli, ma si avvicina ad essi per alte temperature, per cui pare giustificato il parere di questi autori secondo cui il segno di tale coefficiente dipende, più che dalla natura della conducibilità, dal grado di resistenza, dalla struttura, dalle modificazioni polimorfe.

I caratteri ottici sono pure un indice per giudicare se la conducibilità è di natura metallica, in quanto che questa dipende dal numero di elettroni liberi.

In generale le polveri chiare a temperatura ordinaria non conducono o quasi, ma possono diventare conduttrici a temperature elevate. Invece quelle scure, che si lasciano comprimere con splendore metallico sono buoni conduttori anche a temperatura ordinaria ⁽³⁾ e così pure quelle opache ⁽⁴⁾: in complesso sono buoni conduttori i composti metallici con forte potere assorbente ⁽⁵⁾: ciò si spiega bene ammettendo che essi hanno assorbimento continuo e, a date temperatura, possono emettere luce bianca, perchè in essi vi sono elettroni liberi e il potere assorbente è dovuto alle vibrazioni proprie dell'elettrone; invece gli elettroliti solidi o liquidi hanno, nell'ultravioletto e nell'infrarosso solo un potere assorbente selettivo ⁽⁶⁾.

La natura metallica della conducibilità può rilevarsi o, per lo meno, confermarsi, dal comportamento della sostanza rispetto al fenomeno di HALL, (come avvenne nel caso del joduro di rame esaminato dal BÄDEKER ⁽⁷⁾), in quanto che un fenomeno come questo negli elettroliti se non può mancare, però è in misura esigua rispetto a quanto avviene nei metalli, cosicchè non è mai stato verificato sperimentalmente con sicurezza.

Ma questi elementi sono di carattere indiziario più che risolutivo; non sono, in sè stessi, sufficienti per poter dare un giudizio sulla natura della conducibilità di una sostanza.

Il primo elemento da considerare è la separazione agli elettrodi dei prodotti dell'elettrolisi. Se questa si può constatare nella misura voluta dalle leggi di FARADAY, si può concludere con certezza che la sostanza in esame conduce elettroliticamente. Ma molte volte quest'effetto è impedito per cause secondarie, quindi è utile conoscere i mezzi escogitati per eliminarle, dove ciò è possibile.

Una di tali cause è la formazione all'anodo di uno strato isolante che impedisce l'ulteriore passaggio di corrente, come avviene nell'elettrolisi dei

(1) HORTON, « Phil. Mag. », 11-6-1906.

(2) KÖNIGSBERGER e REICHENHAIN,, « Phys. Zeits. », 1906, p. 570.

(3) STREINTZ, « Annal. Phys. », 1. o.

(4) KÖNIGSBERGER e SCHILLING, « Annalen », 32, 1910, p. 188.

(5) GUINCHANT, « C. R. », 134, 1902.

(6) KÖNIGSBERGER e REICHENHAIN, « Phys. Zeits. », 1906, p. 570.

(7) BÄDEKER, « Annalen », 29, 1909, p. 566.

vetri; inconveniente a cui si può rimediare usando all'anodo una sostanza che, combinandosi con gli anioni isolanti, formi uno strato conduttore.

Un'altra causa che non solo impedisce di determinare quantitativamente il trasporto elettrolitico, ma anzi nasconde i prodotti dell'elettrolisi e che non è facile eliminare è quella dovuta alle reazioni secondarie che ripristinano continuamente la sostanza primitiva, come appare evidente dalle esperienze di NERNST sulle miscele di ossidi incandescenti ⁽¹⁾.

Fu notato che le miscele di ossidi incandescenti usate nelle lampadine aumentano di conducibilità con la temperatura ancor più rapidamente che non gli ossidi puri, fenomeno analogo a quello notato da FRITSCH ⁽²⁾ nei riguardi delle soluzioni solide a bassa temperatura.

Benchè il colore chiaro lasciasse presupporre conducibilità elettrolitica, pure non si potevano notare prodotti di decomposizione.

Questo perchè, essendo la velocità dell'anione ossigeno molto maggiore di quella del catione, l'ossigeno, liberatosi all'anodo, migrava in parte internamente alla sbarretta (Reststrom interno) e in parte lungo la superficie di essa, unitamente all'ossigeno dell'aria che farebbe da depolarizzante (Reststrom esterno), con la conseguenza di ossidare il metallo liberato al catodo ripristinando l'ossido primitivo.

Lo sviluppo di ossigeno è provato dal fatto che, mentre brucia, non si riesce ad avere il vuoto intorno ad esso anche operando con pompa a mercurio; che l'effetto del ripristino dell'ossido è aumentato dalla presenza di ossigeno dell'aria è provato dal fatto che la durata di tali sbarrette incandescenti è maggiore nell'aria che non nel vuoto, mentre nel vuoto, causa la riduzione dell'ossido e la sua minor riossidazione, aumenta la conducibilità e la sbarretta acquista color bruno. In tal caso, il metallo separato al catodo, in forma di dendriti, si avvicina all'anodo.

Il carattere elettrolitico della conducibilità, rilevato da questi effetti è provato dal fatto che, operando con corrente alternata, non si osserva nessuna variazione, sia nell'aria, sia nel vuoto.

In base a tutte queste esperienze si è potuto dedurre il carattere elettrolitico della conducibilità di queste sbarrette, eccettuato presso il catodo, dove essa è metallica.

Un altro inconveniente è dato dal modo in cui molte volte il metallo si separa al catodo. Esso può depositarsi formando fili finissimi che, partendo dal catodo, si estendono come dendriti fin verso l'anodo provocando una conducibilità metallica loro propria che si sovrappone a quella elettrolitica e non permette di verificare se il trasporto avviene o meno secondo la legge di Faraday. Ma anche a questo inconveniente si può rimediare usando al catodo una sostanza che si combini col metallo liberato, come fece TUBANDT nelle esperienze su composti di argento di cui parlerò in seguito.

⁽¹⁾ NERNST, «Zeits. f. Elektroch.», 1899-900 e BOSE «Annalen der Physik» 9, 1902.

⁽²⁾ FRITSCH, «Annalen», 60, 1897.

Inoltre, nei riguardi della misura della conducibilità, l'effetto di tali ponti metallici si può eliminare usando corrente alternata.

In ogni modo non si può negare la necessità, in taluni casi, di giudicare la natura della conducibilità anche in base ad altri criteri.

Uno molto comunemente seguito è l'osservazione della presenza o meno di polarizzazione galvanica.

Vedremo in seguito come dalla sua presenza BRAUN, WIEDEMANN, KOHLRAUSCH, LORENTZ e CZEPINSKI ⁽¹⁾ dedussero la natura elettrolitica della conducibilità dei composti esaminati; mentre per la sua mancanza o insufficienza STREINTZ, BODLÄNDER e IDASZEWSKI, GUINCHANT ed altri ⁽²⁾ la negarono.

Però anche questo criterio non è sicuro: molte volte la polarizzazione galvanica non accompagna l'elettrolisi, come nel caso del solfuro di sodio sciolto in solfo, oppure è mascherata dall'effetto Peltier: altre volte è simulata da altre cause come per esempio forze termoelettriche, oppure diminuzione di corrente dovuta a formazione di strati isolanti all'anodo che posson far credere a f. e. m. di polarizzazione anche se non c'è.

Un altro elemento da cui si può presumere la natura della conducibilità di un composto è il suo comportamento in soluzione acquosa: i composti che si sciolgono bene dando joni in soluzione acquosa, se conducono allo stato solido, conducono elettroliticamente, mentre quelli non solubili o che danno soluzioni colloidali perchè non sono dissociati, se conducono, in sè stessi conducono metallicamente.

Ma il criterio chiaro che abbiamo per negare o affermare la presenza di un conduttore elettrolitico è quello di VOLTA: in una catena chiusa (di almeno tre conduttori) in cui i contatti son fatti con cura e tenuti alla stessa temperatura, se si ha corrente, almeno uno dei conduttori è elettrolita.

Quindi si può giudicare ottimamente la natura della conducibilità di un composto, considerando la f. e. m. che esso può dare o meno se posto fra due elettrodi metallici diversi di cui uno (e in certi casi vantaggiosamente) può essere uno dei costituenti, badando ad aver egual temperatura agli elettrodi: la presenza di una f. e. m. rivela la natura elettrolitica della sua conducibilità.

Infatti il campo elettrico creato dai due conduttori metallici posti a contatto da un lato permette di avere corrente solo quando, dall'altro lato, fra questi due elettrodi è posta una sostanza contenente joni.

HASSLINGER ⁽³⁾ dedusse in tal modo che la natura elettrolitica della conducibilità del solfuro di argento e di quello di rame ha luogo alle temperature superiori, mentre a quelle inferiori essa diventa metallica. Infatti egli verificò pel solfuro d'argento posto fra un elettrodo di argento ed uno di platino che la f. e. m. che a 20° è di Volt 0,14 va scomparendo di mano in mano che la temperatura si abbassa fino a — 130° mentre, paralle-

(1) Vedi cap. 4°.

(2) Vedi cap. 4°.

(3) l. c., Von HASSLINGER, « Sitzungsber. der Wien. Akad », 115, 1906.

in principio la emissione di cariche positive, emissione che, dopo un primo aumento, è seguita da diminuzione mentre invece continua ad aumentare l'emissione di cariche negative.

L'autore determinò il valore del rapporto $\frac{e}{m}$ col metodo di VOLMER ⁽¹⁾, deducendolo cioè dalla deviazione in un campo magnetico di una traiettoria atomica, data la tensione a cui è emesso e , in tal modo trovò che i joni metallici emessi dai sali portano, a seconda della valenza, rispettivamente una, due cariche elementari.

Egli ebbe l'avvertenza di non confondere la emissione di joni con quella di elettroni che, appoggiandosi alle molecole di aria, potevan dar luogo a joni.

In tal modo poté constatare che, nei joduri e bromuri la presenza di jodio rispettivamente e di bromo libero aumenta l'emissione e contemporaneamente la conducibilità, fatto questo già notato dal BÄDEKER.

La conducibilità è naturalmente in dipendenza dall'emissione termionica: l'autore poté notare in moltissimi sali che la conducibilità, dopo aver raggiunto un massimo, diminuisce e, ciò che interessa ancor di più, constatò, in confronto coi dati sperimentali noti riguardo alla conducibilità delle sostanze esaminate, che quelle che, a una data temperatura, emettono elettroni, a quella temperatura conducono metallicamente; quelle invece che emettono joni o positivi o negativi, in quelle stesse condizioni di temperatura conducono elettroliticamente rivelando migrazione rispettivamente dei soli joni positivi o di quelli negativi per cui dedusse che sono emessi in maggior quantità i joni cui, nella convezione elettrica, compete maggior velocità ^(*).

Passando ora a parlare delle molte sostanze esaminate e dei giudizi relativi alla natura della loro conducibilità, appare che questi dipendono dai criteri scelti per giudicare: le discordanze fra taluni di essi (che ora vedremo) sono da ascriversi probabilmente: da un lato alla diversa bontà del criterio adottato e dall'altro alle diverse condizioni sperimentali che possono aver influito sulla struttura molecolare la quale si collega intimamente a quella cristallina.

IV. Prime ricerche sperimentali sulla conducibilità elettrolitica di composti solidi.

Che vi sian molti minerali che presentano una conducibilità elettrica analoga a quella dei metalli è noto fin dai tempi di VOLTA, ma oltre a questi vi sono altre sostanze la cui conducibilità ha carattere piuttosto elettrolitico. In quanto poi a composti fusi è pure noto da un pezzo che posson presentare la conducibilità di natura elettrolitica. Si è visto anche che la conducibilità elettrolitica dimostrata ad alte temperature da sostanze usate come

⁽¹⁾ VOLMER, « Zeits. f. Physik », 26, 1924.

^(*) Forse questo studio può indurre a ricercare qualche relazione fra l'attitudine che una sostanza ha a condurre metallicamente e quella di emettere, in uguali condizioni, raggi catodici.

isolanti, è dovuta alla presenza in esse di sali, i quali se fusi, sono elettroliti, cioè dissociati in joni.

Fin dal 1845 MATTEUCCI ⁽¹⁾ notò che sono conduttori; nel 1861 GERARDIN ⁽²⁾ osservò che i sali fusi di sodio e potassio conducono con separazione elettrolitica di ossigeno all'anodo; esperienze di ANDREWS, FARADAY, GORE, dimostrarono che fin d'allora si sapeva che essi possono venire usati negli elementi galvanici in luogo di elettroliti liquidi, e BRAUN nel 1875 ⁽³⁾, esaminando la resistenza elettrica di diversi composti fusi (solfati, cloruri) notò la presenza di polarizzazione.

Per quanto concerne la natura elettrolitica della conducibilità di tali composti allo stato solido vi sono diversi pareri: mentre FARADAY ⁽⁴⁾ e POGGENDORFF ⁽⁵⁾ nel 1845 notarono che generalmente isolano, vi sono in seguito esperienze che dimostrano che essi possono pure comportarsi come conduttori elettrolitici.

Così già dissi che per la presenza di polarizzazione nel 1875 WIEDEMANN ⁽⁶⁾ e nel 1882 KOHLRAUSCH ⁽⁷⁾, nel 1899 LORENTZ e CZEPIŃSKI ⁽⁸⁾ confermarono la natura elettrolitica della conducibilità degli alogenuri di piombo e di argento.

Di questi ultimi KOHLRAUSCH misurò anche la conducibilità usando corrente alternata e osservando le variazioni durante la fusione e, per il joduro d'argento, durante il passaggio dallo stato amorfo a quello cristallino. Risultò così che la conducibilità allo stato di fusione può esser superiore a quella di soluzioni liquide e che essa, in ogni modo, dipende più dalle modificazioni polimorfe che non dallo stato di aggregazione, essendosi rivelata maggiore allo stato amorfo che non in quello cristallino.

La conducibilità elettrolitica del joduro d'argento venne confermata da LEHMANN ⁽⁹⁾ nel 1885, il quale osservò con grande cura al microscopio la migrazione dell'argento del joduro a diverse temperature.

Anche BOUTY e L. POINCARÉ, più recentemente, misurarono la conducibilità di elettroliti fusi, notando che essa aumenta con la temperatura.

In seguito a questi risultati sperimentali appare quindi ammissibile la teoria di VANT'HOFF che ammette la possibilità di conducibilità elettrolitica in composti solidi; non solo ma anche l'ipotesi del GRÄTZ ⁽¹⁰⁾ e quella del LORENTZ ⁽¹¹⁾ per cui la dissociazione comincia allo stato solido ed aumenta con la temperatura non solo ma che la mobilità dei joni che può esser

(1) MATTEUCCI, « Annali », III.

(2) GERARDIN, « Comptes Rendus », 53.

(3) BRAUN, « Annalen », 154.

(4) FARADAY, « Annalen », 31.

(5) POGGENDORFF, « Annalen », 64.

(6) WIEDEMANN, « Annalen », 154.

(7) KOHLRAUSCH, « Annalen », 17, p. 643.

(8) LORENTZ e CZEPIŃSKI, « Zeit. An. Ch. », 19, p. 208.

(9) LEHMANN, « Annalen der Physik », 24, p. 1 e 38 p. 395 (1889).

(10) GRÄTZ, « Annalen », 40, p. 18, 1890.

(11) LORENTZ, 1906. *Elektrolyse geschmolzener Salze* (Halle).

nulla o quasi a bassa temperatura poi, almeno nei riguardi di uno dei joni, aumenta con la temperatura.

Il fatto che la conducibilità di taluni sali fusi si presenta maggiore di quella di una soluzione, come pure il fatto che nei sali solidi la conducibilità appare indipendente dall'attrito interno e in essi si posson misurare grandissime velocità per uno dei joni (come per esempio quella del jone argento nel joduro d'argento) permette di avanzare l'ipotesi che in questi composti il cammino dei joni è abbreviato (per il fatto di avere un jone comune col solvente).

Un'altra differenza rivelata dall'esperienza fra la conducibilità della soluzione di un elettrolita e quella di un sale solido o fuso è che mentre nel primo caso si ha la migrazione delle due specie di joni, nel secondo si osserva solo ad un elettrodo il deposito del prodotto della dissociazione elettrolitica il che induce ad ammettere che solo i joni di una specie si rinnovano.

Le ipotesi che si sono avanzate per spiegare questo fatto sono connesse allo studio della struttura molecolare di queste sostanze e a quella reticolare dei cristalli che rivelano tale proprietà.

Prima però interessa vedere quali altre esperienze hanno fatto sorgere la questione relativa alla conducibilità elettrolitica di composti solidi, nonchè la ricerca dell'esistenza di casi di conducibilità mista.

Il problema della ricerca di conduttori misti, cioè che presentano contemporaneamente la conducibilità metallica e quella elettrolitica, sorse in seguito all'anomalia riscontrata del FARADAY ⁽¹⁾ nel 1834 consistente nel fatto che il solfuro d'argento a caldo conduce come metallo ed a freddo diminuisce la conducibilità, contrariamente a quanto avviene nei metalli.

Le esperienze classiche in proposito sono quelle di HITTORF ⁽²⁾ nel 1851, il quale esaminò a 110° e a 190° la resistenza elettrica dei solfuri d'argento e di rame (che hanno analogo comportamento chimico) nonchè quella dei seleniuri dei medesimi metalli e del solfuro di stagno.

Mentre nei seleniuri la conducibilità è metallica, nel solfuro di stagno è pure metallica ma sopra i 300° essa pare aumentare con la temperatura; e nei solfuri di argento e di rame essa è elettrolitica.

HITTORF preparò con cura questi solfuri, ne misurò la resistenza usando il metodo differenziale WHEATSTONE-KIRCHHOFF e notò che basta la corrente di un elemento GROVE per produrre nel solfuro d'argento a temperatura ambiente la separazione elettrolitica di argento al catodo e di solfo all'anodo; in quello di rame (Cu_2S) di rame al catodo e di CuS all'anodo. Questo fenomeno era accompagnato da corrente di polarizzazione.

Nel solfuro d'argento, lo zolfo liberato all'anodo produceva presto grandissima resistenza per evitare la quale poneva all'anodo solfuro di rame (Cu_2S) che si trasformava in CuS , conduttore metallico.

Invece al catodo tanto nel solfuro d'argento quanto nel solfuro di rame si depositava il metallo formando sottilissimi fili, i quali, partendo dal

(1) FARADAY, « Pogg. Annalen », 31, p. 241.

(2) HITTORF, « Annalen der Phys. », 84.

catodo come dendriti, formavano presto come un ponte metallico la cui conducibilità si sovrapponeva a quella elettrolitica del solfuro ed impediva di determinarne quantitativamente gli effetti.

HITTORF osservò che la conducibilità aumenta fino a 180° : a quella temperatura è tale da non poter esser giustificata dal solo trasporto elettrolitico, ed induce ad ammettere, almeno in parte, la conducibilità metallica.

Dal fatto che questa buona conducibilità scompare col raffreddamento FARADAY fu indotto ad ammettere che il solfuro di argento avesse la proprietà caratteristica di essere conduttore anche metallico a quella temperatura, ma invece, poichè se il raffreddamento avviene con continuazione del passaggio di corrente, la buona conducibilità persiste, trova appoggio la spiegazione di HITTORF per la quale la conducibilità metallica che si unisce a quella elettrolitica è dovuta alla formazione di sottilissimi fili metallici i quali, col raffreddamento non accompagnato dal passaggio di corrente, si rompono.

Le deduzioni di HITTORF vennero confermate 34 anni dopo da S. BIDWELL ⁽¹⁾, da EHRHARD ⁽²⁾, da HASSLINGER ⁽³⁾ riguardo ai solfuri (Cu_4S e Ag_2S) che si mostrarono atti a servire come elettroliti solidi per formare celle di misurabile f. e. m. e nel 1887 da BELLATI e LUSSANA ⁽⁴⁾ riguardo ai seleniuri.

Fenomeni elettrolitici vennero notati successivamente dal GARNIER ⁽⁵⁾ nel 1895 pei metalli solforati in fusione in quanto che riuscì a far migrare verso l'anodo buona parte dello zolfo di un minerale grezzo di rame, ferro, zolfo, sottoposto al passaggio di corrente continua durante la fusione; dal CHAPERON ⁽⁶⁾ pel solfuro d'argento. Egli, studiando il potere termoelettromotore di diversi composti, osservò che il solfuro d'argento, se posto fra un cilindro d'argento freddo e una parete calda, dà luogo a un deposito di argento sulla parete fredda, denotante una corrente diretta dal solfuro all'argento freddo (in senso contrario a quello dell'effetto termoelettrico).

BODLÄNDER e IDASZEWSKI ⁽⁷⁾ elettrolizzarono il solfuro di sodio, di potassio e per quello di rame (Cu_2S) che a temperatura ambiente non mostrò nè elettrolisi nè polarizzazione, da 113° fino a quasi 1000° notarono notevole polarizzazione e separazione al catodo di fili di rame.

Contrariamente a tutti questi risultati, ricerche numerose e accurate eseguite da STREINTZ ⁽⁸⁾ su polveri compresse portarono alla conclusione opposta, che cioè moltissimi degli ossidi e solfuri così esaminati presentano conducibilità metallica.

⁽¹⁾ BIDWELL, 1885, « *Philos. Mag.* » (5), 20.

⁽²⁾ EHRHARD, *Jahrb. Hüttenkunde*, Sachsen, 1885.

⁽³⁾ HASSLINGER, « *Sitzungsber. Wien. Akad.* », 115, 1906.

⁽⁴⁾ BELLATI e LUSSANA, « *Atti Ist. Veneto* », p. 189.

⁽⁵⁾ GARNIER, 1895, « *Comptes Rendus* », 120, p. 184.

⁽⁶⁾ CHAPERON, 1886, « *Comptes Rendus* », 102, p. 860.

⁽⁷⁾ BODLÄNDER e IDASZEWSKI, « *Zeits. f. Elektrochemie* » (11), 1905, p. 161.

⁽⁸⁾ STREINTZ, « *Annalen d. Phys.* », 3-9, *Sitzungsber. Wien. Akad.*, 115, (1900-02); STREINTZ, « *Physik. Zeits.* », 4, 1903.

Egli misurò la conducibilità di molte polveri compresse di carbone, di ossidi, di solfuri, osservandone le variazioni con la temperatura e col tempo.

Nel caso del solfuro di piombo confrontò la conducibilità della polvere compressa con quella del cristallo (misurata con corrente alternata e telefono) confermando, in accordo col KOHLRAUSCH (*Annalen*, 17) che la conducibilità della polvere compressa è maggiore di quella del cristallo.

Riguardo al solfuro d'argento osservò che alla temperatura dell'aria liquida ha grandissima resistenza; e che alle temperature più elevate in cui conduce, la presenza di forze analoghe alla polarizzazione galvanica non può far pensare ad elettrolisi in quanto che queste scompaiono appena interrotta la corrente.

In quanto alla separazione dei fili di argento al catodo, la ritenne pure insufficiente per giustificare un trasporto elettrolitico e la attribuì a reazioni con l'elettrodo. Per ragionamenti analoghi negò, in linea generale, la natura elettrolitica alla conducibilità dei composti esaminati, e concluse che non fu possibile trovare conduttori misti. Notò invece in tutti i composti esaminati la facoltà di passare a temperatura caratteristica, da uno stato di cattiva conducibilità in generale notato a temperatura ordinaria, ad uno di buona conduttività, notato per le temperature più alte.

Alle stesse conclusioni di STREINTZ erano giunti, per non aver notato corrente di polarizzazione, BRAUN ⁽¹⁾, DE MONCEL ⁽²⁾, GUINCHANT ⁽³⁾, MÖNCH ⁽⁴⁾ (che inoltre notò unipolarità in cristalli di solfuro di rame dopo averlo polverizzato e compresso). L'ipotesi che la conducibilità di tali composti sia di natura metallica venne confermata da altri sperimentatori, e precisamente da FERCHLAND ⁽⁵⁾ che ripeté alcune esperienze di STREINTZ ottenendo solo valori maggiori della resistenza a motivo, probabilmente, della diversa preparazione della sostanza; REICHENHAIN ⁽⁶⁾ che esaminò la conducibilità di ossidi e solfuri buoni conduttori, deducendone la natura metallica; KÖNIGSEBERGER e REICHENHAIN ⁽⁷⁾ i quali, operando su cristalli con corrente continua o alternata ebbero i medesimi risultati, salvo lieve polarizzazione nei cristalli contenenti acqua dovuta a porosità. Essi inoltre verificarono l'assenza di prodotti di decomposizione elettrolitica e per questo giudicarono metallica la natura della conducibilità, benchè la variazione di essa con la temperatura non si fosse rivelata come nei metalli ma solo tendente ad avvicinarsi per alte temperature.

LE BLANC e KERSCHBAUM ⁽⁸⁾ per l'insufficienza di prodotti di decomposizione elettrolitica riguardo agli alogenuri d'argento nei quali la forma-

(1) BRAUN, « Phys. Zeits. », 4, 1902 e 13, 1912.

(2) DE MONCEL, « Annalen », X, 1877.

(3) GUINCHANT, « Comptes Rendus », 134, 1902.

(4) MÖNCH, « Jahrb. f. Mineral. », 20, 1905.

(5) FERCHLAND, « Zeits. f. Elektrochemie », 1903, p. 670.

(6) REICHENHAIN, « Inaug. Dissert. », Freiburg, 1906.

(7) KÖNIGSEBERGER e REICHENHAIN, « Phys. Zeits. », 1906.

(8) LE BLANC e KERSCHBAUM, « Zeits. Elektroch. », 16, 1910.

zione di un ponte metallico causa l'aumento di conducibilità con la temperatura, aumento che non si verifica usando corrente alternata.

KÖNIGSBERGER e SCHILLING ⁽¹⁾ i quali, in base a misure elettrometriche e galvanometriche della polarizzazione, e analisi chimiche delle sostanze eventualmente liberate, dedussero che gli ossidi e solfuri solidi considerati hanno conducibilità di natura metallica mentre questa è di natura elettrolitica solo per composti solidi aventi spiccato carattere di acidi o basi o sali; e che inoltre se si tratta di sostanze cristallizzate la conducibilità è di natura prevalentemente metallica.

HORTON ⁽²⁾ osservò che diversi ossidi (quarzo, barite, calce, ossido di magnesio, di piombo) cattivi conduttori a temperatura ordinaria, non danno prodotti di decomposizione elettrolitica, o, se li danno, quando conducono a più alte temperature, li danno in misura insufficiente, dal che dedusse per la loro conducibilità la natura metallica, salvo in alcuni casi, ad alta temperatura, ammettere la conducibilità mista a motivo della leggera polarizzazione, (nel qual caso però la componente elettrolitica della conducibilità, dedotta dal gas liberato al passaggio di corrente, si dimostrò essere minima).

BÄDECKER ⁽³⁾ il quale, benchè ammise il carattere elettrolitico della conducibilità del ioduro d'argento e quello misto per la conducibilità del solfuro d'argento che a temperatura ambiente si rilevò elettrolitica causa la polarizzazione e la separazione di prodotti elettrolitici, ma non più ad alta temperatura, considerando sperimentalmente la conducibilità di molti altri solfuri ed ossidi riscontrò in essa carattere metallico.

Questo anche nei riguardi del ioduro di rame la cui grande conducibilità, da prima ritenuta elettrolitica, fu in seguito dallo stesso autore considerata metallica in base alla presenza del fenomeno di Hall, come anche pel fatto che, se solido, sottoposto al passaggio di corrente continua, non mostrò nè deposito di rame nè migrazione di jodio.

Esso dimostra invece, al pari di altri alogenuri, una diminuzione di resistenza se contiene in soluzione jodio libero: questo, che si separa per azione della luce, probabilmente emette elettroni e dà luogo alla conducibilità metallica.

Si tentò di spiegare il fatto per cui, constatando da un lato il carattere metallico della conducibilità di molti composti, dall'altro si osserva il forte aumento di essa con la temperatura, avanzando l'ipotesi che tale aumento sia dovuto a emissione di elettroni ⁽⁴⁾.

Queste vedute, che tendevano ad ammettere in composti come ossidi e solfuri la conducibilità metallica, erano accompagnate da una tendenza ad attribuire a cause secondarie, come per esempio acqua assorbita alla superficie, i pochi effetti elettrolitici ⁽⁵⁾; ipotesi questa però non confermata dal-

⁽¹⁾ KÖNIGSBERGER e SCHILLING, « Annalen », 32, p. 180, 1910.

⁽²⁾ HORTON, « Philos. Mag. », 11-6, 1906, p. 505, l. c.

⁽³⁾ BÄDECKER, « Annalen Phys. », 22, 1907 e n. 29, 1909.

⁽⁴⁾ HORTON, l. c. e KÖNIGSBERGER e REICHENHAIN, « Phys. Zeits. », 1906, l. c.

⁽⁵⁾ J. CURIE, « Annales », 18, 1899; von WEIGEL e MÖNCH, « Neues Jahrb. für Min. », 1905, Beib, 21.

l'esperienza perchè non si riesci a provare la mancanza di tali effetti anche usando cautele per avere asciuttissime e pure le sostanze in esame ⁽¹⁾.

Il fatto che la conducibilità della grafite si avvicina a quella metallica, mentre il carbone amorfo aumenta di resistenza abbassando la temperatura, come generalmente avviene negli elettroliti; ed altri fenomeni analoghi come la variazione della resistenza elettrica del solfuro di piombo con la temperatura, variazione che dipende dalle sue modificazioni, dimostrano che la natura della conducibilità dipende molto dalla struttura della sostanza e dalle sue eventuali modificazioni polimorfe.

Si può però anche pensare che la temperatura influisca sul comportamento di una sostanza come conduttore metallico oppure elettrolitico, deducendo questo sia dal fatto che in molti casi il coefficiente di temperatura, dopo che la sostanza ha raggiunto un valore massimo di conducibilità, si inverte ⁽²⁾, sia da altre esperienze che dimostrano direttamente che talune sostanze dimostrano conducibilità elettrolitica oppure metallica a seconda della temperatura. Infatti, in base ad accurate misure di resistenza di molti composti a diverse temperature, BÄDECKER trovò che il carattere della loro conducibilità tende a passare da elettrolitico a metallico coll'innalzamento della temperatura; mentre Von HASSLINGER ⁽³⁾, dalla considerazione del potere elettromotore di composti a diverse temperature, (già visto al cap. 3) dedusse che pei diversi composti considerati, la conducibilità di natura non elettrolitica a bassa temperatura, diventa elettrolitica ad alte temperature attraversando una zona di conducibilità mista.

L'attendibilità di questi risultati sperimentali dipende, come già dissi, dalla bontà del criterio seguito per dedurre il carattere di conducibilità (e per questo il TUBANDT perfezionò il suo metodo per determinare quando si verifica o no la legge di Faraday).

Che in ogni modo, a seconda delle circostanze una sostanza possa presentare conducibilità metallica od elettrolitica, venne anche constatato da MARTIN ⁽⁴⁾.

Anzi, nei casi in cui uno stesso composto passa attraverso diversi tipi di conducibilità, come è il caso del solfuro d'argento, ristudiato dal TUBANDT ⁽⁵⁾ con opportune cautele, come dirò in seguito, è possibile, benchè con difficoltà, indagare quale è l'intervallo di temperatura nel quale si può comportare come conduttore misto. Solo che quando, come in tal caso, si ha contemporaneo moto di joni ed elettroni è difficile decidere quale parte di conducibilità compete agli uni oppure agli altri.

Qualche altro esempio di conduttori misti ci è dato da quei composti, che, essendo conduttori elettrolitici, per effetto della luce aumentano la con-

⁽¹⁾ KÖNIGSBERGER, « Phys. Zeits. », 13, 1912 e « Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik », 4, p. 190, 1907.

⁽²⁾ BÄDECKER, « Annalen », n. 22, 1907.

⁽³⁾ HASSLINGER, « Sitzungsber. der Wien. Akad. », 115, 1906. Vedi al cap. 3°.

⁽⁴⁾ MARTIN, « Chem. News. », 86, p. 259, 87, p. 162, 1902-03.

⁽⁵⁾ TUBANDT, « Zeits. f. Anorg. Chemie », 110, 1920 e 115, 1921.

ducibilità: come molti alogenuri in cui la luce provoca la liberazione di alogeno, il quale aumenta la conducibilità del composto probabilmente perchè l'alogeno liberato emette elettroni ⁽¹⁾ come dedusse BÄDECKER ⁽²⁾ dalle sue esperienze sulla conducibilità del joduro di rame, e come più recentemente osservò KONDRATJEW ⁽³⁾ notando che la luce provoca la dissociazione di molecole eteropolari in atomi metallici carichi e atomi di alogeno scarichi.

Evidentemente si tratta di emissione di elettroni, dovuta a effetto fotoelettrico, come avviene anche nel solfuro di zinco ed in altri solfuri ⁽⁴⁾ e come avviene anche in certi cristalli ⁽⁵⁾ in cui la conducibilità elettronica si sovrappone a quella elettrolitica.

V. Relazione fra struttura cristallina e tipo di conducibilità.

La ricerca delle relazioni fra struttura cristallina e conducibilità elettrica di una sostanza si collega intimamente con uno studio accurato dei cristalli assoggettati al passaggio di corrente.

Un esame della conducibilità elettrica dei cristalli venne già fatto fin dal 1887 da WARBURG e TEGETMEIER ⁽⁶⁾.

In una prima serie di esperienze sottoponendo al passaggio di corrente continua a 320 Volts il quarzo nel senso dell'asse, alla temperatura di 250°, notarono una certa conducibilità accompagnata da corrente di polarizzazione, e all'anodo la formazione di uno strato isolante. In successive esperienze, sempre sul quarzo, nella direzione dell'asse, servendosi della corrente fornita da 400 e più accumulatori e usando all'anodo amalgama di sodio per evitare la formazione dello strato isolante osservarono la diminuzione di sodio all'anodo e relativo aumento al catodo: questo, confrontato col peso di argento liberato in un voltmetro messo in serie, permise di affermare che il sodio aveva migrato attraverso al cristallo abbastanza conformemente alla legge di FARADAY in modo da lasciare inalterato il peso del cristallo. Come nelle esperienze fatte da WARBURG sul vetro, non venne notata all'anodo separazione di anioni, per cui gli autori dedussero che, nel senso dell'asse, il quarzo conduce elettroliticamente come il vetro, mediante la migrazione del solo catione Na' .

Provando ad usare all'anodo amalgame di altri metalli, riuscirono a far passare attraverso al cristallo, sempre nel senso dell'asse, il litio, ma non il potassio nè il calcio.

Invece nella direzione perpendicolare all'asse, usando anche differenze di tensione di 1600 Volts alla temperatura di 300° non riuscirono a notare

(1) ARRHENIUS, « Beiblätter », 1887; SCHOLL, « Annalen », 16, 1905, p. 193 e 417; WILSON, « Annalen », 23, p. 107, 1917.

(2) BÄDEKER, « Annalen », 29, 1909, l. c., p. 566.

(3) KONDRATJEW, « Zeits. f. Phys. », 1926.

(4) GUDDEN e POHL, « Zeits. f. Phys. », 4, 7. 1921.

(5) GUDDEN e POHL, « Phys. Zeits. », 26, 1925.

(6) WARBURG e TEGETMEIER, « Annalen der Phys. », 32, p. 442, 1887, e 35, p. 455, 1888; TEGETMEIER, « Annalen », 41, 1890.

passaggio di corrente, per cui dedussero che, in quella direzione, il quarzo è isolatore.

Una prima ipotesi affacciata per spiegare la conducibilità elettrolitica del quarzo nel senso dell'asse è che questo cristallo sia percorso, nel senso dell'asse, da canaletti dell'ordine di grandezza molecolare e quindi invisibili al microscopio, entro i quali si trovi un elettrolito ⁽¹⁾, la cui presenza nel quarzo fu anche ammessa da BECKENKAMP ⁽²⁾.

Anche WARBURG e TEGETMEIER lo ammisero, sebbene in quantità minima (circa $\frac{1}{2300}$ del peso di Na_2SiO_3) ma tale da prender parte alla forma cristallina perchè l'ipotesi dei canaletti paralleli all'asse non trovò appoggio nei dati sperimentali.

Infatti se la conducibilità fosse stata dovuta solo ad essi, sarebbe stata sproporzionata alla minima quantità di elettrolita contenutovi; inoltre la poca acqua sarebbe stata insufficiente a tener disciolto tutto il sodio migrante; per di più TEGETMEIER osservò che anche dopo forte e prolungato riscaldamento il peso non varia, cosa che induce ad escludere la presenza di acqua.

Per queste ragioni, ed anche sia perchè la prova di diffusione di sostanze colorate non rivelò la presenza dei supposti canaletti, sia perchè nel senso dell'asse il quarzo conduce come un corpo omogeneo, appare più logica la ipotesi avanzata da WARBURG e TEGETMEIER per la quale il silicato sodico contenuto nel quarzo prende parte alla struttura cristallina ed a questo è da ascrivere la conducibilità osservata.

La legge di FARADAY nei riguardi dei corpi cristallini venne confermata da BRUNI e SCARPA ⁽³⁾ per il joduro d'argento: in questo, tale legge venne determinata in base ad analisi quantitativa dei prodotti dell'elettrolisi, permettendo di ammettere la natura elettrolitica della sua conducibilità, salvo l'eccezionale comportamento alla luce, causato da parziale emissione di elettroni come venne notato da BÄDECKER e SCHOLL.

Questo sale fu oggetto di interessanti studi, perchè esiste in due forme cristalline: una esagonale, stabile a bassa temperatura, poco conduttrice; l'altra regolare, che si forma a 145° e fonde a 552°, buona conduttrice, alla quale appunto si riferiscono le misure di BRUNI e SCARPA.

La natura elettrolitica della sua conducibilità venne già notata dal LEHMANN, KOHLRAUSCH, LORENTZ e CZEPINSKI ⁽⁴⁾ ma sopra tutto sono importanti le ricerche fatte in proposito dal TUBANDT ⁽⁵⁾ in quanto che egli notò che, mentre la forma esagonale conduce poco e in essa il metallo che si libera al catodo dà luogo a dendriti, la forma regolare, sopra i 145° conduce conformemente alla legge di FARADAY dando al catodo un deposito di

(1) J. CURIE, *Exper. über. Leitungsf. der Diel.*

(2) BECKENKAMP, « *Zeits. für Kristallographie* », 15, 1889.

(3) BRUNI e SCARPA, « *Rend. Lincei* », 22, 1913, p. 438.

(4) l. c. al cap. 3°.

(5) TUBANDT-EGGERT, « *Zeits. für anorg. Chemie* », 110, 1920.

argento compatto, facilmente valutabile e che non dà luogo a formazione di ponti metallici.

Dalla conducibilità di questo composto ⁽¹⁾ dedusse la velocità del jone argento, $1,13 \cdot 10^{-3}$ cm/sec dello stesso ordine di grandezza di quella che ha in soluzione acquosa.

È soprattutto importante, però, la proprietà di dare un deposito coerente al catodo, perchè permise al TUBANDT di verificare con sicurezza, mediante essa, la natura elettrolitica della conducibilità di molti altri composti, riguardo alla quale sperimentatori precedenti erano stati di parere discorde.

Premesso che l'elemento più sicuro per constatare la natura elettrolitica della conducibilità è di verificare agli elettrodi se si liberano prodotti di dissociazione elettrolitica nella misura voluta dalla legge di FARADAY e che l'esame dei depositi agli elettrodi permette anche di sapere se migra uno solo dei joni e quale oppure se migrano entrambi, appare evidente che lo studio del comportamento di questi composti solidi richiede condizioni sperimentali tali da avere agli elettrodi una separazione nitida e tale da esser quantitativamente determinabile. Si raggiunge una condizione soddisfacente usando all'anodo un metallo che formi, con gli anioni liberati, un conduttore elettrolitico, onde evitare isolamenti, e al catodo il joduro di argento regolare il quale impedisce la formazione di dendriti e permette di valutare il trasporto dei cationi deducendolo dall'aumento del peso al catodo. In tal modo TUBANDT ⁽²⁾ poté constatare la natura elettrolitica della conducibilità degli alogenuri d'argento e del cloruro e fluoruro di piombo alla temperatura fra i 190° e i 205° constatando che nei primi la conducibilità avviene per migrazione di soli cationi e nei secondi (alogenuri di piombo) dei soli anioni.

In tal modo poté anche esaminare il solfuro d'argento e quello di rame ⁽³⁾.

Il primo è enantiotropo-dimorfo: ha il punto di trasformazione a 179°: esso venne preparato chimicamente puro, cristallizzato e venne verificato che, dopo scaldato, non cambia peso, indice che non assorbe umidità. La modificazione α , superiore ai 179°, elettrolizzata con joduro d'argento al catodo si dimostrò un perfetto conduttore elettrolitico, con migrazione di soli cationi conformemente alla legge di FARADAY. In base alla conducibilità già misurata dal BÄDECKER ⁽⁴⁾ venne determinata la velocità del jone argento, velocità circa 200 volte maggiore di quella che compete allo stesso jone in soluzione acquosa. La modificazione β venne esaminata solo dai 150° ai 170° (e non a temperatura inferiore perchè altrimenti non si avrebbe potuto usare il joduro d'argento regolare) e si dimostrò un conduttore misto, con conducibilità elettrolitica operata dai soli cationi prevalente su quella

⁽¹⁾ TUBANDT e LORENTZ, « Zeits. für phys. Chemie », 87.

⁽²⁾ TUBANDT, « Zeits. f. anorg. Ch. », 110; 115, p. 104.

⁽³⁾ TUBANDT, « Zeits. anorg. Ch. »; TUBANDT, EGGERT, SCHIBBE, « Zeits. anorg. Ch. », 117.

⁽⁴⁾ BÄDEKER, l. c. « Annalen d. Phys. », 22, p. 749, 1907.

metallica e precisamente nella misura di circa 80 % di conducibilità elettrolitica e 20 % di conducibilità per elettroni.

Il solfuro di rame, esaminato in modo analogo, si dimostrò nella forma sopra i 91°, isometrica col solfuro d'argento α , un conduttore puramente elettrolitico con movimento di soli cupro-joni positivi.

Il fatto della migrazione di un solo jone, che si collega anche colle grandi velocità rivelate da questo come nel caso del jone Ag^+ nel solfuro d'argento è confermato anche da esperienze eseguite sulla diffusione da BRAUNE e KAHN ⁽¹⁾.

Questi, riscaldando per tempo conveniente, cilindretti di solfuro di rame e solfuro d'argento; o di solfuro di rame e seleniuro di rame, notarono che l'argento si diffonde nel solfuro di rame mentre il selenio non si diffonde.

Tutto ciò indusse il TUBANDT ⁽²⁾ a pensare che negli elettroliti solidi i joni di una specie formino un reticolo nei cui vani sono ordinati e migrano i joni dell'altra specie: secondo lui, il fatto che i joni sono diversamente legati al reticolo, cioè sono diversamente stabili i vincoli che legano le due specie di joni ai nodi del reticolo, per cui i joni migranti possono esistere nel cristallo in condizioni di perfetta mobilità e libertà, è una proprietà generale degli elettroliti solidi.

Inoltre l'ipotesi di avere un jone che, per così dire, possa cambiare continuamente la sua posizione nel reticolo, ipotesi che trova una conferma in quella di ARMSTRONG (Proc. Roy Soc. 103-1923, per la quale il jone più mobile è quello che occupa la posizione più esterna nella struttura molecolare) è appoggiata dalle esperienze in cui si riuscì a far migrare un metallo a traverso un cristallo senza notare alterazioni in esso, come riuscì già a WARBURG e a TEGETMEIER. Anzi il fatto per cui il passaggio avviene per una specie di joni (Li^+ e Na^+) e non per altri (Ca^{++} Mg^{++} Zn^{++}) induce a pensare che il volume del jone migrante non possa esser arbitrario, ma limitato dall'ampiezza dei vani del reticolo in cui si muove.

Tale veduta è appoggiata caldamente da JOFFÉ ⁽³⁾ il quale riuscì a far passare per elettrolisi attraverso nitrato sodico e ad altri cristalli del litio senza che si producessero alterazioni nel reticolo cristallino, alterazioni che invece si verificano facendovi passare a traverso joni rame. Ciò confermerebbe che i portatori di corrente migrano attraverso le maglie del reticolo lasciandolo integro nel suo complesso e senza richiedere imperfezioni strutturali di esso.

Il maggior grado di dissociazione e la maggiore mobilità dei joni col riscaldamento spiega l'alto coefficiente di temperatura dei cristalli.

La migrazione di joni attraverso al cristallo è pure confermata da esperienze di LUKIRSKY, SKUKAREFF e TRAPESNIKOFF ⁽⁴⁾ i quali, elettrolizzando

(1) BRAUNE e KAHN, « Zeits. f. Physik. Ch. », 112, p. 270, 1924.

(2) TUBANDT, l. c. e « Zeits. f. Elektroch. », 26, p. 258, 1920; TUBANDT e REINHOLD, « Zeits. f. Elektroch. », 31, 1925.

(3) JOFFÉ, « Annalen d. Physik », 72, 1923 e « Zeits. f. Physik », 35, 1926.

(4) LUKIRSKY, SKUKAREFF, TRAPESNIKOFF, « Zeits. f. Physik », 31, 1920.

cristalli di sale e silvina notarono deposito del solo jone sodio al catodo, conformemente alla legge di Faraday, con formazione però di dendriti costituenti un ponte metallico. Essi ebbero l'avvertenza di operare su un mono-cristallo e non su aggregati cristallini per evitare il pericolo che fenomeni elettrolitici alla superficie avessero potuto influire sulla determinazione quantitativa del fenomeno.

Non tutti i sperimentatori sono però d'accordo riguardo alla indistruttibilità del reticolo nè alla migrazione di joni a traverso ai suoi vani.

G. v. HEVESY ⁽¹⁾ avanzò l'ipotesi che la mobilità dei joni negli elettroliti solidi, facilitata dall'aumento di temperatura, possa aver luogo a motivo di deformazioni del reticolo stesso.

Secondo lui, ciò sarebbe confermato dal fatto che un aggregato cristallino, la cui struttura presenta minor simmetria che non quella di un mono-cristallo, conduce di più.

Però quest'ipotesi appare ancora incerta, tanto più che la miglior conducibilità di un aggregato cristallino può spiegarsi anche secondo un'altra ipotesi: quella della conducibilità di superficie.

Questa tesi, esposta dal VAILLANT ⁽²⁾ parte dalla supposizione che lo strato superficiale del cristallo costituisce come un involucro entro il quale arriverebbero i joni emessi dal sale in modo analogo a quanto avviene nella emissione termoionica.

Fu anzi dal SMEKAL ⁽³⁾ avanzata l'ipotesi che la conducibilità dei sali dipende da fenomeni alla superficie, ma non solo da quella esterna, bensì dalle estese superfici interne dovute alla struttura porosa della massa cristallizzata.

Al VAILLANT pare però che la conducibilità di superficie non avvenga che a temperature prossime a quella ordinaria, mentre a temperature superiori anche l'intero cristallo parteciperebbe alla conducibilità elettrolitica.

Questo perchè usando come elettrodo un disco centrale circondato da un disco periferico, a temperatura ordinaria la corrente passante pel disco centrale appare molto ridotta e quasi nulla applicando l'anello periferico; invece a temperatura più alta la densità di corrente è la medesima a traverso il disco centrale come a traverso l'anello periferico.

L'ipotesi però che alla conducibilità di un sale debba contribuire prevalentemente la superficie esterna oppure l'intero volume non è sicura: L. PIATTI ⁽⁴⁾, verificando la conducibilità elettrica del nitrato d'argento e del cloruro di sodio a temperatura ordinaria trovò che la legge di OHM è perfettamente osservata in accordo coi risultati avuta da SEELEN ⁽⁵⁾ e concluse che non vi è un criterio assoluto per stabilire se, ad una data temperatura, alla conducibilità di un sale debba contribuire o no in prevalenza

(1) G. v. HEVESY, « Zeits. f. Physik », 10, 1922 e « Zeits. f. Phys. Ch. », 101, 1922.

(2) VAILLANT, « C. Rendus », 179 e « Journ. de Phys. », V, 1924.

(3) SMEKAL, « Phys. Zeits. », 26, 1925 e « Zeits. f. Phys. », 36, 4, 1926.

(4) L. PIATTI, « Rend. R. Istituto Lombardo », LX, 1926.

(5) SEELEN, « Zeits. f. Physik », 29, 1924.

la superficie, come pure che l'ipotesi di una emissione termoionica non può essere invocata per dare un'interpretazione generale del processo secondo cui la superficie esterna interviene nella conducibilità del sale. (N. B.)

Pare quindi che la spiegazione più attendibile sia quella data dal TUBANDT, tanto più che è confermata dalle esperienze di GERHARDT SCHMIDT. Infatti la coincidenza notata fra conducibilità e comportamento termoionico cioè il fatto constatato che le sostanze che ad una data temperatura emettono solo joni conducono elettroliticamente, mentre quelle che emettono solo elettroni conducono, in quelle condizioni, metallicamente; non solo ma il fatto che, nella conducibilità si rivela mobile il solo anione, o il solo catione corrispondentemente al fatto che, nelle stesse condizioni di temperatura la sostanza emette joni negativi o joni positivi, permette di avanzare con relativa sicurezza l'ipotesi che il jone che migra, e che può essere più facilmente emesso, è quello che è meno stabilmente legato al reticolo cristallino.

È vero che a questa spiegazione venne obiettato da LE BLANC e KRÖGER ⁽¹⁾ in quanto che l'esame fatto coi raggi X non suffraga l'ipotesi di joni legati in modo diverso al reticolo, ma questa obiezione cade quando si osserva che l'esame coi raggi X venne finora fatto a basse temperature,

N. B. - Lo studio dei fenomeni alla superficie si collega con la unipolarità, fatto per cui la resistenza di certi cristalli varia col senso della corrente, se un elettrodo offre piccola superficie di contatto (BRAUN, « Annalen », 1874, 4), con l'intensità, la durata, della corrente, dipende piuttosto dalla superficie degli elettrodi ed è indipendente dalla legge di Ohm (BRAUN, « Annalen », 1877-1878-1883). Questo fenomeno, scoperto e studiato molto bene dal BRAUN, è applicato alla radiotelegrafia.

L'esame più recente del fenomeno indusse ad osservare le superfici di contatto con gli elettrodi (STREINTZ WELLIK, « Phys. Zeits. », 12 e WESELY, « Phys. Zeits. », 14) dipendentemente dalla pressione e temperatura, a badare a che i contatti sian tali da non aver variazioni di resistenza con la pressione e portò alla conclusione che la resistenza di tali cristalli è la somma di due resistenze: una dipendente dalla sostanza stessa, che segue la legge di Ohm; l'altra avente origine alla superficie di separazione, funzione esponenziale della temperatura e dipendente dalla pressione e dall'intensità e durata della corrente (STREINTZ WESELY, « Phys. Zeits. », 21).

Si può pensare il cristallo come suscettibile di essere attraversato da una corrente di data intensità in un senso e di diversa intensità in senso contrario: per cui, comprimendolo opportunamente e regolando la superficie degli elettrodi sia possibile fare in modo che la corrente più debole quasi scompaia e non possa passare che la corrente in un dato senso.

STREINTZ (« Phys. Zeits. », 21) attribuisce questo fenomeno allo strato gassoso esistente alla superficie del cristallo, formante una specie di condensatore molecolare fra metallo e cristallo.

Contrariamente a questa spiegazione sta la teoria elettrochimica di VON WEIGEL (« Neues Jahrb. f. Mineral. », 1905, p. 325) e KÖNIGSBERGER (« Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik », 1907, p. 190) la quale attribuisce i fenomeni alla superficie alla presenza di acqua assorbita a motivo della struttura porosa.

⁽¹⁾ LE BLANC e KRÖGER, « Zeits. f. Elektrochemie », 30, p. 440.

alle quali non venne notata l'emissione jonica. Sarebbe forse interessante poter ripetere tale esame a più alte temperature.

Anzi, le vedute del TUBANDT e dello SCHMIDT trovano invece un appoggio nell'ipotesi avanzata da HITTORF a proposito della soluzione acquosa di CdJ , ipotesi che si potrebbe estendere alle soluzioni solide.

HITTORF ammise che nella soluzione acquosa, il joduro di cadmio si trova in aggregati molecolari multipli come p. es. Cd_3J_6 che può scindersi in Cd^+ e $(Cd_3J_6)^-$ dei quali joni migra solo il più leggero (Cd^+).

Si può quindi essere indotti a pensare che forse un processo analogo avvenga anche nelle soluzioni solide e nelle fusioni dove si presenta mobile il solo catione quando la dissociazione avviene nel senso suddetto: invece il solo anione quando avviene in senso inverso, come p. es. negli alogenuri di piombo in cui, presumibilmente, avviene una dissociazione del tipo:



Tale dissociazione è con tutta probabilità tanto maggiore quanto più alta è la temperatura, e ciò si accorda col fatto che la conducibilità dei sali aumenta con essa, come venne confermato da moltissime esperienze e come si accorda con la formula enunciata da BENRATH ⁽¹⁾ e collaboratori secondo la quale la conducibilità di un sale σ sarebbe espressa da: $\log \sigma = A + BT$ (dove A e B sono costanti caratteristiche della sostanza in esame e T la temperatura assoluta).

Tutto ciò permette di condividere l'ipotesi per cui a bassa temperatura un composto ha le molecole polimere le quali, coll'aumento di temperatura si scindono in aggregati molecolari di diversa grandezza che dan luogo a joni di diversa mobilità. Di fianco a quest'ipotesi sta l'altra ⁽²⁾ per cui un composto a bassa temperatura, è pure dissociato, ma i suoi joni stanno fermi mentre aumentando la temperatura, uno di essi comincia ad acquistare una certa mobilità ed eventualmente in certi casi anche l'altro jone allo stato di fusione, può diventar mobile.

In entrambi questi casi si avrebbe la scissione della molecola in joni e la conducibilità appare elettrolitica.

Quando invece, secondo un'altra ipotesi avanzata dal KÖNISBERGER ⁽³⁾ le molecole si scindono in molecole cariche positivamente ed elettroni, come p. es. Fe_2O_3 in $Fe_2O_3^+ + ne^-$ (ed in questa inalterabilità della molecola sta forse la spiegazione del fatto della difficile attaccabilità di molti ossidi e di solfuri solidi come elettrodi) di cui le prime formano il reticolo e gli altri migrano, la conducibilità appare di natura metallica.

Quest'ultima ipotesi abbinata con quella del TUBANDT, pare dia una spiegazione sufficiente al fatto per cui certi composti emettono o solo joni o elettroni come venne notato da SCHMIDT.

(1) BENRATH, « Zeits. f. Phys. Chem. », 64, p. 693.

(2) TUBANDT e LORENTZ, « Zeits. f. Phys. Ch. », 87, p. 513.

(3) KÖNISBERGER e REICHENHAIN, « Phys. Zeits. », 1906, p. 570.

Queste vedute, se anche non possono, per ora, uscire dal campo delle ipotesi, trovano un punto d'appoggio nell'osservazione che la natura della conducibilità rivelata da una sostanza dipende, oltre che dalla temperatura, anche dalle modificazioni polimorfe della sostanza stessa (venne verificato che la forma più stabile a temperatura superiore è quella a cui compete maggior conducibilità) e che i risultati dei diversi sperimentatori (STREINTZ che giudica la conducibilità di natura metallica contrariamente a HITTOFF) forse sono da ascrivere alle diverse condizioni dello stato molecolare, provenienti probabilmente dal diverso modo di preparazione delle sostanze in esame.

VI. Possibilità teoriche di conducibilità elettrolitica in conduttori metallici.

L'esistenza di conduttori solidi nei quali il passaggio dell'elettricità può avvenire sia mediante movimento di joni, sia, in determinate circostanze, per elettroni indipendentemente dal trasporto di materia, per cui si può dire che le sostanze solide la cui costituzione chimica permette di ammettere anioni e cationi possono condurre come metalli, induce ad ammettere che la conducibilità metallica non escluda la presenza di joni e che i metalli possano dissociarsi in joni positivi ed elettroni, ai quali la conducibilità è dovuta quasi esclusivamente causa la loro prevalente velocità.

Non è il caso qui di parlare delle teorie della conducibilità metallica, ma si può accennare che anche fra esse non mancano le ipotesi favorevoli ad ammettere la presenza di joni in un conduttore metallico.

La presenza in questi di particelle ponderali dotate di carica opposta venne ammessa già dal GIESE ⁽¹⁾, dal RIECKE ⁽²⁾, da WIECHERT ⁽³⁾, da W. WEBER, da JÄGER ⁽⁴⁾.

Il fatto di non riscontrare sperimentalmente la presenza di elettroni positivi, unitamente a quello che la massa dell'elettrone è circa 2000 volte minore di quella dell'ione H^+ , indusse ad avanzare l'ipotesi che gli atomi, carichi positivamente, oscillino intorno alle posizioni di equilibrio; mentre gli elettroni, enormemente più mobili, sarebbero gli unici portatori di elettricità ⁽⁵⁾.

Che questo moto avvenga analogamente a quello delle particelle gassose, come pensò DRUDE ⁽⁶⁾, WIEN ⁽⁷⁾, BRIDGMAN ⁽⁸⁾, sia che gli elettroni passino a traverso al metallo per urti da atomo a atomo in modo da avere, a bassis-

(1) GIESE, « Annalen », 37, 1889.

(2) RIECKE, « Annalen », 66, 1898.

(3) WIECHERT, « Götting. Nachr. », 19, 1898.

(4) JÄGER, *Sitzungsber. der Wien Akad.*, 117, 1908.

(5) A. H. LORENTZ, *Opt. Ersch in bew. körperrn*, Leyden, 1895 e *Les mouv. des électrons dans les métaux*. Arch. Neerl, 1905.

(6) DRUDE, « Annalen d. Physik », 1900, o. 3.

(7) WIEN, « Sitzungsber. der Wien. Akad. », 1913.

(8) BRIDGMAN, « Phys. Review. », 9, 1917 e 2, 1921.

sima temperatura, contatto illimitato, secondo BRONIEWSKY (1), BENEDICKS (2), oppure si muovano per una via di mezzo cioè parte per urti e parte come le particelle gassose secondo HALL (3); sia che tale moto sia dovuto al fatto che joni atomici ed elettroni forniscono un dipolo, secondo la geniale veduta di THOMSON (4); sia che gli elettroni formino un reticolo che si muove a traverso a quello atomico come pensarono LINDEMANN, STARK (5), DEBYE (6) e anche BORELIUS (7); sta il fatto che nessuna di tali vedute esclude a priori la possibile presenza di joni in un metallo.

Anzi questa possibilità fu esplicitamente ammessa: fra gli altri il RICHARDSON (8) non nega che, considerando particelle positive della stessa natura in seno a sostanze differenti forse si potrebbe notare un loro movimento per effetto di un campo elettrico. BRIDGMAN (9) dice che « nel metallo possono esservi joni carichi quanto elettroni e non c'è ragione perchè ciò non debba essere d'importanza in alcuni fenomeni benchè, data la loro piccola velocità di traslazione, non può attendersi che abbiano gran parte nella conduzione ».

Recentemente CORBINO (10) ammette che nel metallo esistano joni positivi, privi degli elettroni di valenza e una fitta nube interna di elettroni di conduzione.

Infatti se l'esistenza in un conduttore metallico di joni di carica opposta si volesse contraddire col motivo che queste cariche dovrebbero neutralizzarsi, si potrebbe ricordare che, per quanto buon conduttore sia un metallo, la costante dielettrica sarà minima ma non assolutamente nulla. Inoltre l'analogia degli effetti THOMSON, Peltier, termoelettrici nei metalli e negli elettroliti conferma la possibilità della coesistenza delle due conducibilità.

Possiamo quindi pensare che gli atomi metallici si dissocino in joni positivi ed elettroni (p. es. in un metallo monovalente $Me \rightleftharpoons Me^+ + (-)$) ai quali ultimi è dovuta quasi esclusivamente la conducibilità solo a motivo della loro maggiore mobilità e velocità, mentre gli atomi neutri potrebbero o unirsi ad uno o più elettroni e comportarsi come joni negativi oppure restar tali.

Vi sarebbe poi un'analogia fra lo stato di un metallo secondo quest'ipotesi e le soluzioni, in quanto che nei metalli si avrebbero due specie di joni,

(1) BRONIEWSKY, « Journ. Soc. Chem. Phys. », 1906, 4, p. 285.

(2) BENEDICKS, « Jahrb. f. Radioakt. u. Elektronik », 1916.

(3) HALL, « Proc. Am. Akad. », 1914, p. 50.

(4) J. J. THOMSON, « Philos. Mag. », 30, 1915, p. 194.

(5) LINDEMANN, « Philos. Mag. », 29, 1915, p. 127; STARK, « Jahrb. f. Radioakt. u. Elekt. », 1912, p. 188.

(6) DEBYE, *Vorträge über die Kinet. Theorie der Materie*, Teubner, 1914.

(7) BORELIUS, « Annalen d. Phys. », 1918.

(8) RICHARDSON, *The Electron Theory of Matter*, 1914, p. 406.

(9) BRIDGMAN, l. c., p. 194.

(10) CORBINO, « Rend. Lincei », n. 2, 1927, p. 77.

chimicamente eguali ma differenti solo per la carica (*) e in essi si potrebbe considerare la parte di metallo non dissociata come solvente di quella dissociata e cioè di joni ed elettroni.

Questa veduta, sostenuta da SKAUPY (1) trova una conferma nel fatto che la conducibilità è funzione della concentrazione atomica; ed infatti in talune amalgame diluite, a motivo probabilmente della maggior concentrazione elettronica, fu notata conducibilità maggiore di quella del solvente, contrariamente alla legge generale per cui la presenza di un secondo metallo formante lega diminuisce la conducibilità.

Nelle soluzioni solide tale dissociazione probabilmente è tanto minima, da non dare effetti sensibili.

Per tali studi si prestano bene le amalgame liquide a motivo principalmente della loro fluidità e omogeneità. In esse la presenza di un campo elettrico può provocare la migrazione di joni di mercurio verso il catodo e questa stessa provocare una compressione delle molecole non dissociate e degli idrargiruri verso l'anodo (2).

Con un ragionamento quasi analogo, SKAUPY (3) pensa che in un metallo omogeneo (p. es. mercurio) percorso da corrente continua si dovrebbero trovare agli estremi rispettivamente molecole dissociate al catodo e molecole non dissociate all'anodo; ciò è però sperimentalmente impossibile da verificare, o quasi. SKAUPY pensa che, forse, un mezzo di constatazione sia l'osservare se ha luogo un trasporto di calore e corrispondente variazione di temperatura lungo la lega o il metallo elettrolizzato, perchè il calore di dissociazione di atomi in joni non è nullo. E questo infatti venne sperimentalmente notato dal KREMANN (4).

Però la constatazione sperimentale sicura di effetti elettrolitici si può solo avere se si opera su leghe metalliche, preferibilmente binarie, perchè in esse il metallo avente minor tensione di ionizzazione si jonizza più facilmente (generalmente ciò avviene per il componente la lega che è miglior conduttore) e migrerà al catodo, mentre il componente cui compete maggior tensione di ionizzazione si jonizza meno e i suoi atomi vengono trascinati dagli elettroni verso l'anodo.

Avverrebbe cioè un processo analogo a quello già notato da SKAUPY (5)

(*) La possibilità di avere joni chimicamente eguali e differenti solo per la carica è dimostrata da fatti sperimentali, come nel caso di sodio sciolto in ammoniacca in cui si suppone da RUFF e GEISEL, « Berl. Ber. », 39, 1906, p. 821: che il sodio dia luogo a joni positivi e negativi. Anche HASSLINGER (l. c.) avanzò l'ipotesi che nei metalli possan esservi presenti joni, forse perchè molecole polimere si scindono coll'aumento di temperatura in molecole differenti solo per la carica.

(1) SKAUPY, « Zeits. f. Phys. Chem. », 58, 1907.

(2) LEWIS, LANMAN, ADAMS, « Journ. of the Am. Chem. Soc. », 37, p. 2656, 1915.

(3) SKAUPY, « Verh. d. Deut. Phys. Gesell. », 16, 1914.

(4) KREMANN, « Elektrolyse geschm. Legierungen », 1926.

(5) SKAUPY, « Verh. d. Deut. Phys. Gesell. », 18, 1916.

in miscele di gas nobili nelle quali quello che si jonizza di più si raccoglie al catodo e l'altro all'anodo.

Il fatto di vedere, in una lega binaria, migrare un componente come jone positivo e l'altro come jone negativo non può del resto più sorprendere dopo che si riescì ad elettrolizzare l'idruro di litio che si scinde in H^- e Li^+ (1).

Naturalmente non si può escludere che, a differenza degli elettroliti veri e propri, migrino verso l'anodo anche molecole indissociate, per trascinamento elettronico e verso il catodo anche parte del solvente, trascinato dai joni del soluto, anche allo stato di composti.

Per questo, nel giudicare quale dei componenti si comporta da catione e quale da anione, non basta considerare il loro grado di conducibilità ma bisogna tener conto del rapporto fra il grado di dissociazione del solvente e quello del soluto, rapporto che dipende dalla concentrazione.

Naturalmente, data la minima costante dielettrica di un metallo tale dissociazione è minima.

Si può quindi concludere che il comportamento di un metallo in una lega come anione o come catione dipende:

1) dalla natura dell'altro metallo con cui si lega;

2) dalla concentrazione della lega stessa, o meglio, dalla sua costituzione (2).

Questo, beninteso, quando le condizioni in cui si sottopone la lega al campo elettrico sian tali da permettere al fenomeno di esser notato in modo sensibile (3).

VII. Risultati sperimentali circa la conducibilità elettrolitica nei metalli.

Se le vedute teoriche permisero di ammettere che anche nei metalli il passaggio della corrente elettrica possa avvenire per moto di joni, i tentativi sperimentali diretti a constatare tale movimento lasciarono invece incerti, data la divergenza dei risultati ottenuti dai diversi sperimentatori.

GERARDIN nel 1861 (4), sottoponendo al passaggio di corrente continua sali di sodio e di potassio nonchè leghe metalliche di stagno e piombo allo stato di fusione, notò agli estremi variazioni di costituzione. Per le amalgame di sodio e potassio notò anche a freddo un trasporto di metallo al catodo e così pure usando oro e bismuto.

Contrariamente, OBACH (5) nel 1876, provando ad elettrolizzare per due ore con la corrente di otto elementi Bunsen amalgame di sodio, e con quella fornita da dodici elementi Bunsen, leghe di sodio-potassio; antimonio-stagno; stagno-piombo non notò nessun fenomeno elettrolitico.

Così pure ELSÄSSER (6) nel 1879 non trovò nessun effetto elettrolitico

(1) KURT MÖRS, « Zeits. f. anorg. Chemie », 113.

(2) MAYR, « Rend. R. Istituto Lombardo », 1922, vol. 55.

(3) KREMANN, l. c.

(4) GERARDIN, « C. Rendus », 53, p. 727.

(5) OBACH, « Pogg. Annalen Ergbd. », VII, p. 280.

(6) ELSÄSSER, « Pogg. Annalen », 8, p. 455.

nelle leghe fuse di piombo-zinco; rame-antimonio; argento-antimonio; antimonio-stagno; bismuto-piombo allo stato di fusione.

Più recentemente RIECKE ⁽¹⁾, nel 1901 provò a sottoporre per più mesi una serie di cilindretti di rame e di alluminio, previamente pesati, al passaggio della corrente fornita da una batteria di accumulatori per 958 Ampère-ore, ma non notò sensibile diversità di peso e concluse coll'escludere il trasporto elettrolitico.

KINSKY ⁽²⁾ nel 1906 e 1908 provò ad elettrolizzare amalgame di bario al 0,13 % con 1,5 Amp. per complessive 2500 A. O. senza riscontrare alcun effetto elettrolitico.

Contrariamente a questa prevalenza di risultati negativi, nel 1915 LEWIS, LANMAN e ADAMS ⁽³⁾ riescirono ad elettrolizzare a freddo amalgame diluite di sodio e potassio, notando il trasporto del metallo disciolto verso l'anodo, computando un numero di trasporto dell'ordine di grandezza di un milionesimo di quanto si avrebbe avuto in base alla legge di FARADAY.

Essi abbinarono il trasporto di metallo disciolto verso l'anodo col fatto che tale metallo diminuisce la conducibilità del mercurio, avanzando quindi l'ipotesi che nelle amalgame di metalli come il litio che non diminuisce ma invece aumenta la conducibilità del mercurio, il metallo migri verso il catodo.

Il fatto constatato della migrazione del metallo più elettropositivo verso l'anodo si può spiegare forse ammettendo che i joni di mercurio, più numerosi, vadano al catodo spingendo la parte rimanente dell'amalgama e con essa l'alcale in forma, probabilmente, di idrargiruri, verso l'anodo.

In vista di questi risultati, intrapresi ricerche sperimentali relative alla possibilità di constatare fenomeni elettrolitici in conduttori metallici.

In una prima serie di ricerche eseguite nel Laboratorio di Fisica della R. Università di Pisa ⁽⁴⁾ esaminai il comportamento di amalgame diluite di zinco, stagno, cadmio e tallio, ma principalmente di zinco e le sottoposi al passaggio di corrente continua dell'intensità di 8-10 Ampères per la durata di 6-8 ore. Le amalgame, omogenee, erano messe in tubicini di vetro della lunghezza di una ventina di centimetri e venivano esaminate sia prima che dopo il passaggio di corrente per via potenziometrica formando pile di concentrazione con porzioni di amalgama prese ai due estremi usando come elettrolita la soluzione di un sale avente per catione il metallo disciolto nel mercurio.

Avendo prima constatato che, alle grandi diluizioni dei campioni considerati si poteva applicare la formola di NERNST e dedurre il rapporto fra le concentrazioni della f. e. m. delle pile di concentrazione, notai che, per effetto del passaggio di corrente avveniva un trasporto del metallo disciolto verso l'anodo, trasporto il cui senso, contrariamente alle vedute di LEWIS, ADAMS, LANMAN, non appare connesso all'aumento o diminuzione di resi-

(1) RIECKE, « *Physik. Zeits.* », XV.

(2) KINSKY, « *Zeits. f. Elektroch.* », 14, p. 406, 1908.

(3) LEWIS-LANMAN-ADAMS, l. c.

(4) G. MAYR, « *Nuovo Cimento* », VI, XIX, marzo 1920.

stenza elettrica e che si verifica tanto per metalli che dan luogo a idrargi-ruri come il tallio quanto per metalli che si disciolgono come tali, come lo zinco.

Poichè l'analisi fatta esclusivamente per via potenziometrica non ebbe altro scopo, in questa ricerca preliminare, che di osservare qualitativamente il fenomeno, proseguì le ricerche considerando sia amalgame diluite (di sodio e di litio) sia leghe solide.

In questa seconda ricerca ⁽¹⁾, eseguita nel laboratorio di Elettrochimica del R. Politecnico di Milano, sottoposi al passaggio di corrente continua per circa 1300-2000 A. O. alla temperatura di 15°C. tre campioni di amalgame diluitissime e precisamente amalgama di sodio al 0,19 % e al 0,01 % e amalgama di litio al 0,002 %: nonchè campioncini di leghe solide e cioè oro-argento al 46,01 % oro; cadmio-zinco al 45,51 % cadmio; argento-zinco al 71,1 % argento e altra al 5,02 % di argento; argento-cadmio, al 94,5 % e finalmente una lega ternaria zinco-rame-piombo.

Tutti i campioni vennero verificati per via analitica e per via potenziometrica prima dell'elettrolisi per accertarmi della loro omogeneità; ripetendo, dopo il passaggio di corrente, le due analisi delle porzioni estreme di ciascun campione notai una, benchè minima, variazione di concentrazione. Trovai utile di verificare la cosa per due vie distinte quali la potenziometrica e l'analisi chimica appunto per confermare le esigue differenze di concentrazione notate.

Tali differenze denotavano un trasporto di metallo nella misura di circa un milionesimo di quanto si avrebbe avuto negli elettroliti comuni; il senso di migrazione del metallo disciolto nelle amalgame liquide fu quello della corrente negativa tanto pel sodio quanto pel litio confermando così i risultati precedenti; nelle leghe solide migrò verso il catodo l'oro in quella oro-argento; il cadmio in quella zinco-cadmio; l'argento in quella argento-zinco e cadmio-argento; lo zinco e il *Pb* in quella rame-zinco-piombo.

Non si poteva però sapere se questo trasporto era causato da un trascinamento dell'altro componente verso l'anodo, operato dalla corrente di elettroni, oppure se era dovuto al duplice movimento, in senso inverso, di aggregati atomici dotati di diversa polarità: la sua entità e soprattutto il senso di migrazione apparvero in dipendenza della costituzione della lega. Era importante chiarire un punto: cioè se la variazione di concentrazione notata era dovuta esclusivamente al movimento di un solo jone, analogamente a quanto avviene nei composti solidi, (e, in tal caso, sarebbe stato interessante vedere se questi fosse stato l'anione il che avrebbe dato maggior probabilità all'ipotesi che fosse dovuto ad un trascinamento operato dalla corrente di elettroni), oppure se era dovuta al movimento di due joni (e allora si avrebbe avuto maggior ragione di pensare ad un fenomeno analogo all'elettrolisi).

Bisognava per questo aver modo di osservare agli elettrodi se una variazione anche minima, difficilmente rilevabile dall'abituale analisi chimica,

(1) G. MAYR, « Rendic. R. Istituto Lomb. », LV, dic. 1922.

avesse denotato un deposito, per così dire, di un componente la lega, questo, esaminando le superfici degli elettrodi per via potenziometrica e micrografica oltre che analizzando nel solito modo i campioni di lega posti fra essi.

Per questo scopo eseguii un'ulteriore ricerca ⁽¹⁾ considerando esclusivamente leghe solide binarie scegliendo una costituita da cristalli misti e una che si sa dà luogo a composti, e precisamente del primo tipo scelsi la lega oro-argento della concentrazione 16,97 % oro e del secondo tipo scelsi quella rame-zinco della concentrazione 68,93 % rame alla quale è presente il composto Cu_2Zn .

Le leghe, preparate come le precedenti con materiale purissimo, eran in questa ricerca allo stato di sbarrette della sezione di circa mm^2 16 le prime e mm^2 28 le seconde, della lunghezza di circa cm. 5 e cm. 8 e con le superfici estreme piane e speculari.

Preparai una serie di elettrodi di sezione analoga a quella delle leghe, della lunghezza di circa cm. 1 aventi le superfici perfettamente piane e speculari e formate rispettivamente di rame elettrolitico, di zinco chimicamente puro, di argento e oro (purissimi).

Due campioni di lega oro-argento vennero posti ciascuno fra due elettrodi di argento e un altro fra due elettrodi di oro; della lega rame-zinco tre campioni vennero messi ciascuno fra due elettrodi di rame, due fra elettrodi di zinco e un ultimo fra elettrodi di argento.

Tenni questi campioni sottoposti a pressione uniforme, incamiciati in tubi di vetro con ogni cautela per evitare influenze atmosferiche; a temperature varianti dai 35-40° C. per quelli di lega rame-zinco (causa il benchè lieve effetto JOULE) e a temperatura ambiente 12-15°C.) quelle argento-oro.

Tutti i campioni di lega erano stati previamente analizzati nelle regioni estreme, e le superfici degli elettrodi verificate per via potenziometrica e poi osservate micrograficamente.

Dopo aver constatato sia l'omogeneità della lega sia la purezza delle superfici degli elettrodi, sottoposi tutto per 50-60 giorni al passaggio della corrente continua dell'intensità di 6 Ampères.

Per distinguere l'effetto dovuto al passaggio della corrente da quello dovuto ad eventuale diffusione tenni per lo stesso tempo e alle stesse condizioni di temperatura e pressione un'altra serie analoga di campioni.

Dopo il passaggio della corrente esaminai prima micrograficamente poi potenziometricamente gli elettrodi e contemporaneamente analizzai gli estremi di tutte le leghe nonchè la loro regione media notando agli estremi una variazione di concentrazione un po' minore di quella constatata nelle esperienze precedenti (minore probabilmente perchè, data la sezione molto maggiore, la densità di corrente era minore).

Tale variazione, confermata dal fatto di aver avuto risultati analoghi per tutti i campioni della stessa specie e nelle stesse condizioni, messa in rapporto con l'esame della superficie degli elettrodi confrontata con le modificazioni nulle o quasi dei campioni e degli elettrodi non stati sotto-

(1) G. MAYR, « Rend. R. Istituto Lombardo », serie II, vol. LVII, apr. 1924.

posti al passaggio di corrente, fu sufficiente a permettere di dire che il passaggio di corrente provoca un lievissimo trasporto di materia e che cioè con tutta probabilità nei conduttori metallici esaminati vi sarebbero presenti gruppi atomici o cristallini dotati di carica diversa e migranti gli uni nel senso della corrente negativa, gli altri nel senso della corrente positiva, perchè nella lega zinco-rame si è avuto un movimento di zinco (o gruppi atomici con prevalenza zinco) verso il catodo e di rame verso l'anodo; nella lega oro-argento un movimento di oro nel senso della corrente e di argento contro corrente, come appare dalle tabelle numeriche e dalle fotografie pubblicate nella memoria stessa.

A questo punto le esperienze, delicate ma concordanti fra loro, avevano permesso di constatare che anche nei metalli il passaggio di corrente poteva esser accompagnato dal moto di joni.

Questa deduzione trovò ampia conferma nelle ricerche eseguite indipendentemente da queste ultime mie, nel 1923-24, nel laboratorio di Chimica-fisica dell'Università di Graz dove R. KREMANN, con molti collaboratori, eseguì una serie di accuratissime esperienze riguardanti l'elettrolisi delle leghe metalliche allo stato di fusione; esperienze comunicate prima all'Accademia delle Scienze di Vienna e poi raccolte dal KREMANN in apposita pubblicazione ⁽¹⁾.

In esse constatò prima l'effetto dell'intensità di corrente: questa deve avere un valore sufficiente perchè il trasporto elettrolitico sia evidente; la densità di corrente deve essere di circa un centinaio di Ampères per cm² e anche maggiore se la lega fosse allo stato solido: i risultati negativi di RIECKE, KINSKY, ELSÄSSER, OBACH, la piccolezza degli effetti da me avuti si possono spiegare, secondo il KREMANN, nel non aver raggiunto una sufficiente densità di corrente.

Inoltre venne osservato che l'effetto aumenta con l'intensità, ma fino ad un limite massimo oltre il quale ulteriori aumenti di intensità influiscono poco o nulla sull'effetto elettrolitico.

Poi venne verificato l'effetto della temperatura sull'esperienza notando che, con le densità di corrente sufficienti allo stato di fusione, si raggiunge un effetto lievissimo, quasi insensibile, sotto a detto punto e che, in ogni modo, riferendosi alle leghe fuse, per ognuna di esse vi è un dato intervallo di temperatura più favorevole affinchè sia sufficiente la mobilità dei joni, ma non troppa la diffusione che si oppone all'effetto. Tale intervallo, caratteristico per ogni lega, è però difficile da determinarsi. Ad ogni modo, più che dalle condizioni di temperatura, i risultati elettrolitici pare dipen-

(1) R. KREMANN, *Elektrolyse geschmolzener Legierungen*, Collez. Ahrens, Stuttgart, 1926, 10-11 Heft, XXVIII, Bd. Comunicazioni di: KREMANN-ORTNER-MARKL; KREMANN-KRIEGHAMMER; KREMANN-BRODER; KREMANN-KIENZL-MARKL; KREMANN-MÜLLER-KIENZL; KREMANN-REHENBURG-GRUBER; KREMANN-KRIEGHAMMER-TRÖSTER; KREMANN-BAUKOVAC; KREMANN-DALLACHER; (« Akad. Wiss. », Wien, 1923-24 e « Monatsheft Chemie », 46, 1925); KREMANN-GRUBER, « Zeits. f. Phys. Chemie », 1924, Nernstbd. 12.

dano dalla intensità di corrente che deve essere tanto maggiore quanto più bassa è la temperatura.

Nei riguardi dell'importanza che ha la diffusione, come elemento negativo, venne esaminato l'effetto della lunghezza del tubo contenente la lega in esame: gli effetti elettrolitici aumentano coll'aumentare della sua lunghezza fino ad un limite massimo oltre il quale non se ne risente più l'effetto.

Così pure può dirsi del tempo per cui si fa durare il passaggio di corrente, che influisce sugli effetti fino ad un massimo, variante a seconda delle qualità della lega e dell'intensità di corrente.

L'effetto per leghe binarie, generalmente, è massimo corrispondentemente alla concentrazione equimolecolare: il senso dipende in certi casi dalla concentrazione come p. es. nell'amalgama di sodio in cui è diverso per quella concentrata che non per quella diluita, ma in molti casi dipende dalla tensione di ionizzazione relativa dei componenti: e precisamente al catodo migra il metallo la cui tensione di ionizzazione è minore cioè la cui capacità conduttrice è maggiore, analogamente a quanto notò già il SKAUPP elettrolizzando miscele gassose.

Riguardo alla determinazione quantitativa del fenomeno in cui influiscono temperatura, lunghezza del tubo, e soprattutto intensità di corrente, conclude che l'effetto elettrolitico massimo raggiunto, che è rilevante, rappresenta la condizione di equilibrio fra lo spostamento della concentrazione dovuto all'effetto del campo elettrico sulla sostanza ionizzata e l'effetto della diffusione per cui, giunti a tale stato di equilibrio, anche continuando il passaggio di corrente, la separazione di prodotti elettrolitici non aumenta.

Per leghe solide, usando le medesime intensità di corrente, KREMANN non ebbe effetti sensibili: egli spiega ciò col motivo che per esse si richiederebbero densità di corrente ancora maggiori e a questa ragione ascrive la piccolezza del trasporto elettrolitico determinato nelle mie esperienze.

Possiamo pertanto concludere che anche nei conduttori noti come metallici la conducibilità elettrolitica può sovrapporsi a quella elettronica e resta pertanto confermato che fra i composti finora noti come eteropolari (come i sali) e quelli omeopolari (come i composti intrametallici o le leghe) non vi è differenza sostanziale: entrambi possono scindersi in parti aventi polarità diversa: e la formazione di composti dell'una o dell'altra specie si può pensare che avvenga per scambio di elettroni.

Il fatto per cui fino a pochi anni fa non si ebbe la dimostrazione sperimentale della presenza in composti metallici di particelle dotate di carica opposta sta nella misura minima in cui essi son dissociati, per cui tale fatto sfuggì alle comuni misurazioni.

Questo fatto però, recentemente dimostrato, serve a confermare che la natura non sempre procede a sbalzi, ma che molte volte, come in questo caso di conducibilità elettrica, aspetti ben diversi di uno stesso fenomeno non sono che gli estremi di una medesima gradazione.

SULL'URTO DELLE SFERE ELASTICHE

Esperienze da lezione di SEB. TIMPANARO

Supponiamo di avere, appese a un sostegno mediante sospensione bifilare, tre sfere d'avorio a contatto tra loro coi centri sulla stessa orizzontale.

Com'è noto, se spostiamo la prima dalla posizione d'equilibrio e la facciamo ricadere sulle altre con urto diretto, la sfera intermedia rimane sensibilmente immobile, mentre l'ultima si solleva press'a poco alla stessa altezza a cui avevamo sollevato la sfera urtante. Se solleviamo invece le due prime sfere tenendole a contatto tra loro e le lasciano cadere, si spostano, mantenendosi a contatto, sia la sfera urtata che quella contigua e rimane ferma solo l'altra. Questa seconda esperienza è spiegata da alcuni autori con l'ipotesi che l'urto si debba considerare come composto di due urti separati che si succedono rapidamente e non come un solo urto prodotto da una sfera di massa doppia ⁽¹⁾.

In questa nota mi propongo di chiarire con alcune esperienze da lezione l'ipotesi precedente.

Se consideriamo due sfere perfettamente elastiche A_1 e A_2 , le quali abbiano le masse m_1 e m_2 , e le velocità v_1 e v_2 , prima che esse si urtino, e chiamiamo V_1 e V_2 le loro velocità dopo l'urto, avremo, com'è noto:

$$(1) \quad \begin{aligned} V_1 &= \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2v_2}{m_1 + m_2} \\ V_2 &= \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1v_1}{m_1 + m_2} \end{aligned}$$

Se A_1 è in quiete e m_2 è maggiore di m_1 , si ricava subito dalle (1) che le due sfere dovranno muoversi nel verso di quella urtante, giacchè le velocità V_1 e V_2 risultano tutt'e due positive. È evidente dunque che se le due sfere urtanti della nostra esperienza ne costituissero una sola, le sfere si dovrebbero muovere nello stesso verso tutt'e tre, come si può del resto verificare facilmente sia adoperando una sola sfera di massa doppia, sia riunendo insieme le due sfere urtanti (anche con un po' di cera plastica). Invece quando le sfere urtanti non sono riunite insieme, l'ultima, come s'è visto, resta ferma.

Veramente la sfera che dovrebbe rimanere ferma entra in oscillazione. È che le formole (1) sono state dedotte non solo trascurando le vibrazioni

⁽¹⁾ E. MARIOTTE, *De la percussion ou choc des corps*, 1^a parte, prop. XXVIII; G. LAMÉ, *Cours de Physique de l'École Polytechnique*, Bruxelles, H. Dumont, 1836, p. 88; A. D'ETTINGSHAUSEN, *Elementi di fisica*, trad. Ambrosoli, Milano, Turati, 1854, p. 188.

che danno origine al rumore caratteristico dell'urto e le resistenze passive, ma supponendo che le sfere siano perfettamente elastiche. Poichè le sfere sono più o meno molli, invece delle (1) si dovranno adoperare le formule seguenti:

$$(2) \quad \begin{aligned} V_1 &= \frac{(m_1 - \lambda m_2)v_1 + m_2(1 + \lambda)v_2}{m_1 + m_2} \\ V_2 &= \frac{m_1(1 + \lambda)v_1 + (m_2 - \lambda m_1)v_2}{m_1 + m_2} \end{aligned}$$

dove λ è il coefficiente di elasticità all'urto, che è uguale alla radice quadrata del rapporto tra l'altezza di caduta su una superficie della stessa sostanza e l'altezza a cui la sfera risale dopo l'urto. Per l'avorio si ha $\lambda = \frac{8}{9}$, per l'acciaio $\lambda = \frac{5}{9}$, per il vetro $\lambda = \frac{15}{16}$, mentre per i corpi perfettamente elastici si ha $\lambda = 1$ e per quelli perfettamente molli $\lambda = 0$.

Se $m_1 = m_2 = m$ e $v_2 = 0$, le (2) diventano:

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{v_1(1 - \lambda)}{2} \\ V_2 &= \frac{v_1(1 + \lambda)}{2} \end{aligned}$$

Nel caso dell'avorio, si avrà:

$$V_1 = \frac{1}{18} v_1; \quad V_2 = \frac{17}{18} v_1,$$

mentre se le sfere fossero perfettamente elastiche, si avrebbe:

$$V_1 = 0; \quad V_2 = v_1.$$

Si vede dunque che se si applicano alle sfere d'avorio le (1), che sono valide per le sfere perfettamente elastiche, la teoria classica prevede delle perturbazioni (e in particolare quelle oscillazioni a cui si è accennato); ma dato lo scopo modestissimo che ci siamo proposti, noi prescindiamo del tutto da queste perturbazioni, come prescindiamo dalle difficoltà che la teoria classica possa presentare.

...

Se invece di avere tre sfere ne abbiamo un numero qualunque e ne lasciamo cadere una, se ne sposta pure una sola e le altre rimangono sensibilmente ferme; se lasciamo cadere insieme le prime n , qualunque sia n si spostano sempre n sfere, mantenendosi a contatto tra loro. Anche in questo caso, si può mostrare che se si sostituiscono le sfere urtanti con una sola sfera di massa n volte maggiore di ognuna di esse, il risultato è diverso. Infatti se l'impulso della sfera di massa multipla è piuttosto piccolo, vedremo che si solleverà solo l'ultima sfera della fila; se invece esso è convenientemente grande, se ne solleveranno in generale due o tre, ma ognuna di molto meno della precedente.

Che così debba avvenire risulta subito dalle formole (1), giacchè la sfera urtante comunica alla prima delle sfere in riposo quella quantità Q di moto che è richiesta dalle (1), conservandone una parte minore q ; e la quantità Q viene trasmessa successivamente a tutte le sfere della fila, sicchè l'ultima si solleva. Il caso è perfettamente analogo fin qui a quello in cui le sfere siano tutte uguali e coincide con esso quando q sia trascurabile rispetto alle resistenze passive. Se q è invece abbastanza grande, è come se avvenisse un nuovo urto, giacchè la prima delle sfere urtate ritorna in quiete appena ha finito di trasmettere alla successiva la quantità di moto Q . Si dovrà dunque sollevare la penultima sfera e così via. Se le sfere fossero perfettamente elastiche e non ci fossero nè gli attriti nè la resistenza dell'aria, si metterebbero in movimento successivamente, nello stesso verso, tutte le sfere uguali e la sfera urtante, raggiungendo ognuna l'altezza richiesta dalle (1).

Esperienze analoghe alle precedenti si possono fare mettendo la sfera di massa n (essendo sempre n intero e maggiore di (1)) per ultima nella fila.

Per maggiore chiarezza, cominciamo col ripetere alcune esperienze ben note e che si spiegano immediatamente con le (1), cioè supponiamo che le sfere siano in tutto due sole e che la sfera urtata sia inizialmente ferma. Se le due sfere sono uguali, esse si scambiano, al momento dell'urto, le quantità di moto; se sono disuguali, nel caso che la maggiore sia la urtante, si muovono tutt'e due nello stesso verso e nel caso che sia invece la minore, questa si muove di moto retrogrado e l'altra di moto diretto.

Supponiamo ora che le sfere siano una fila e che l'ultima sfera sia di massa n , mentre tutte le altre siano di massa unitaria. Se si lascia cadere la prima sfera solamente, si solleverà solo la sfera di massa n ; ma poichè la sfera precedente, nel momento dell'urto si trovava nella condizione ora ricordata in cui una sfera ne urta una di massa maggiore, dovrà retrocedere. Non potendo farlo perchè si trova a contatto con la fila, essa trasmetterà alla fila stessa un impulso, che però si smorzerà rapidamente, anche perchè la fila era entrata in oscillazione, per la sua imperfetta elasticità.

Se si lasciano cadere insieme le prime due sfere, si solleverà non solo la sfera di massa n , ma anche quella contigua e la sfera successiva riceverà, anche in questo caso, un impulso in senso contrario. È chiaro infatti che la sfera di massa unitaria che è a contatto con quella di massa maggiore, urtando questa dovrebbe retrocedere; ma poichè riceve un nuovo impulso dalla precedente, essa si muove di moto diretto e trasmette alla fila residua un impulso in senso contrario. Analogamente avverrà se, invece di due, si sollevano tre o più sfere.

Le esperienze descritte in questa nota riescono bene anche con sfere d'acciaio; ma essendo l'acciaio meno elastico dell'avorio, si fanno più sensibili le perturbazioni. Meglio sarebbe, da questo punto di vista, adoperare sfere di vetro.

Parma, Università, maggio 1927.

NOTIZIARIO

Prima Esposizione Nazionale di Storia della Scienza.

Tra il marzo e il giugno 1928 si terrà a Firenze la prima Esposizione nazionale di storia della scienza, la quale dovrà essere una manifestazione d'italianità nel più alto senso della parola.

In essa dovranno figurare ritratti, autografi, cimeli di scienziati e di viaggiatori italiani, oggetti scientifici, libri, trattati, tavole ecc. d'importanza storica o che si riferiscano alla storia della scienza; e per la parte tecnologica dovrà avere anche il compito di far conoscere la serie delle successive trasformazioni e applicazioni dei singoli strumenti.

La Mostra sarà ordinata per regioni e nelle singole regioni per città, in modo che si possa avere sott'occhio il contributo che al progresso della scienza ha portato ogni regione d'Italia.

Dell'Esposizione si pubblicherà un grande catalogo illustrato nel quale saranno descritti tutti i cimeli e i documenti inviati dalle varie regioni (e dei più importanti saranno fatte riproduzioni zincografiche); e saranno pubblicate sintetiche biografie degli scienziati che vi figureranno.

Un centro di sintesi.

È stato fondato a Parigi un centro internazionale di sintesi, il quale si propone:

- 1) la creazione di repertori bibliografici e del vocabolario internazionale;
- 2) l'esame dei problemi d'interscienza, di quelli di filosofia della scienza e di quelli che si andranno via via presentando;
- 3) la raccolta di tutti gli elementi che possano servire alla storia della scienza.

Del Consiglio d'Amministrazione fanno parte P. Appell, A. Einstein, A. A. Michelson, Ettore Pais e Vito Volterra.

seb. t.

CONGRESSO INTERNAZIONALE DEI FISICI A COMO.

I riassunti delle Comunicazioni che vi si svolsero, saranno pubblicati al prossimo numero.

RIVISTA

LA CRISI ODIERNA DELLA FISICA ⁽¹⁾

Prof. O. M. CORBINO

La seconda metà del secolo decimonono aveva apportato alla Fisica teorica una sistemazione che sembrava definitiva. Stabilito il dominio sicuro della Termodinamica sulla totalità dei fenomeni fisico-chimici, l'applicazione dei suoi principi costituiva una guida infallibile nella previsione qualitativa e quantitativa dei fatti osservabili. La termodinamica taceva bensì sul meccanismo profondo dei fenomeni; ma altre teorie provvedevano largamente a fornire schemi soddisfacenti per la loro interpretazione: basti ricordare fra tutte la teoria cinetica della materia e la teoria elettromagnetica della luce, a creare le quali si era profuso il genio di **BOLTZMAN** e di **MAXWELL**.

Se le teorie apparivano definitivamente stabilite, non perciò ne era cessata la fecondità; e una serie ininterrotta di fatti nuovi e di fondamentali applicazioni fioriva nel campo di dominio delle teorie medesime. Così mentre l'Elettrotecnica nasceva e diveniva perfetta in un cinquantennio, i trionfi della Radiotelegrafia Marconiana stupivano il mondo, e nel quadro delle teorie classiche integrate dalla teoria degli elettroni si adattavano man mano i nuovi fenomeni osservati, come i raggi catodici, i raggi X, l'effetto **ZEEMAN**, la radioattività. Il successo della teoria classica culminava nei risultati raggiunti con la determinazione della grandezza vera delle molecole degli atomi e degli elettroni. Il principio fondamentale della teoria cinetica detto della equipartizione dell'energia, e secondo il quale alle particelle di qualsiasi grandezza spetta la stessa energia cinetica per tutte le possibilità di movimento, appariva verificato a partire dal campo dei grossi nuclei polimolecolari già visibili con un modesto microscopio fino a quello degli elettroni cui è dovuta la conducibilità elettrica e termica dei metalli. La stessa teoria della relatività, nonostante le radicali innovazioni apportate nei concetti metafisici di spazio e di tempo, intervenne a integrare più che a sconvolgere le basi della Fisica classica. E invero l'avere affermato che le equazioni di **MAXWELL** conservano la loro validità anche nei sistemi in moto, accrebbe la portata sostanziale della teoria elettromagnetica; mentre le ripercussioni della teoria nel campo reale dei fenomeni si limitano a rettifiche quasi sempre impercettibili nei valori numerici delle grandezze fisiche misurate. Altrettanto può dirsi del risultato relativistico che permise di attribuire una massa inerte e gravitazionale alla energia.

⁽¹⁾ Conferenza alla XXXII Riunione dell'Associazione Elettrotecnica Italiana. Como, 6 ottobre 1927.

E perciò, pur riconoscendo la portata filosofica immensa della teoria di EINSTEIN, può sicuramente affermarsi che la vecchia Fisica rimase praticamente in piedi, anche per i relativisti, e anzi su basi più salde.

In tanto splendore di luce e di serenità qualche piccola nube era già in vista sull'orizzonte; la si guardava senza turbamento, con la sicurezza che anch'essa si sarebbe dissolta nel fulgido sole delle verità conquistate.

Ebbene, o Signori; quelle nuvolette ormai coprono il cielo di densa e penosa oscurità, squarciata talvolta da lampi abbaglianti di superbo splendore; ma è luce discontinua, incoerente, che acceca e non dà riposo. Sentiamo tutti che l'attuale crisi è provvisoria, ma sentiamo pure che quando tornerà il sereno, non ritroveremo più il nostro vecchio cielo, col suo aspetto antico, che conoscemmo nell'infanzia della nostra vita scientifica. E al mondo nuovo che sorge, audace e vigoroso, noi ci sentiamo con profondo rammarico sempre più estranei e lontani.

•••

Per onorare la memoria di Alessandro Volta, di cui la vita e l'opera scientifica appartengono ormai al patrimonio culturale di ogni uomo civile, è parso utile all'illustre Presidente della Associazione Elettrotecnica Italiana di sostituire alle consuete commemorazioni una rassegna della situazione attuale di qualche capitolo della Fisica Teorica. Nello svolgere l'alto compito che mi è stato affidato debbo dichiarare che la esposizione contro le mie abitudini, non può essere breve; e in più devo aggiungere che non sarà di facile comprensibilità. Di tutto ciò chiedo venia agli ascoltatori.

Il primo urto fra la teoria classica e la realtà sperimentale sorse, come è noto, nello studio della distribuzione dell'energia fra i vari colori della luce bianca. Varia è questa distribuzione per corpi incandescenti di diversa natura; ma essa diviene unica se i corpi son chiusi in un involucro a temperatura uniforme. L'applicazione pura e semplice delle teorie classiche conduce in tal caso a un assurdo: e cioè a un concentramento dell'energia verso i raggi di frequenza più elevata; l'esperienza invece rivela un massimo a una frequenza intermedia, dipendente dalla temperatura.

Riuscì a PLANCK di trovare teoricamente una formula rappresentativa dell'energia alle varie frequenze del tutto corrispondente all'esperienza. Ma ciò avvenne solo in virtù di una ipotesi singolare: che cioè l'energia media vibratoria dei centri luminosi non sia egualmente ripartita fra tutti i centri di qualunque frequenza, e che inoltre nel processo dell'emissione la energia vibratoria dei centri anzichè variare con continuità nel tempo e dall'uno all'altro vibratore, muti a salti, o a gradini, piccolissimi se la frequenza è bassa, più grandi se la frequenza è maggiore.

I salti o i gradini secondo i quali può bruscamente cambiare l'energia vibratoria dei centri sarebbero così di ampiezza proporzionale alla frequenza della luce emessa: la costante di proporzionalità è la celebre grandezza h di PLANCK, la cui presenza ci si rivela più tardi in una immensa varietà di fenomeni, cosicchè essa domina ormai tutti i campi della Fisica Moderna. Si intravvide così per la prima volta un meccanismo di emissione

della luce a scatti, costituito come da piccole esplosioni consecutive dell'atomo, e tali che l'energia emessa a ogni esplosione è il prodotto della costante h per la frequenza ν .

Un processo analogo deve aver luogo quando l'energia luminosa viene assorbita anzichè emessa dalla materia; e la discontinuità dell'assorbimento, che avviene pure per quanti di grandezza $h\nu$ si manifesterà particolarmente quando ν è molto grande, e perciò, per una data energia assorbita, i quanti di luce assorbita sono abbastanza distanziati fra loro. Si deve ad EINSTEIN l'applicazione di questi concetti ai fenomeni fotoelettrici, cioè alla emissione di elettroni che si produce illuminando un metallo. Effettivamente l'esperienza conferma che l'energia cinetica degli elettroni espulsi corrisponde all'energia $h\nu$ dei quanti di luce assorbita. La corrispondenza si concreta in un esatto bilancio dell'energia se si tiene conto che l'elettrone uscendo dal metallo impiega l'energia del quanto assorbito in parte per acquistare velocità e quindi forza viva, in parte per superare le forze attrattive che lo tengono nel metallo. Le mirabili esperienze di MILLIKAN hanno provato la validità perfetta della formula di EINSTEIN; cosicchè mentre egli potè dedurre un valore numerico esatissimo della costante h , riuscì anche a misurare, in base alla formola, il lavoro necessario per estrarre l'elettrone da metalli diversi. Quest'ultima misura è di particolare importanza per l'occasione che oggi ci riunisce nella patria di Volta. Invero il lavoro di estrazione degli elettroni è diverso per i vari metalli; e la differenza risulta, come deve essere, uguale all'effetto Volta fra i metalli medesimi. Pertanto solo da pochi anni si è avuta la giustificazione delle idee che guidarono il Volta nella scoperta della pila, e la dimostrazione definitiva, che la differenza di potenziale a contatto è una proprietà intrinseca dei metalli, e non dovuta alle azioni chimiche del mezzo ambiente. Questa affermazione di Volta, che era già ripudiata da tutti i Fisici dopo un secolo di controverse, ritorna oggi in onore, e per le conferme che riceve da altri fatti sperimentali e dalle nuove teorie dei metalli, può considerarsi ormai come una verità irrevocabilmente accertata.

Stabilito così che l'energia raggiante viene emessa ed assorbita dalla materia non in modo continuo ma per quanti staccati, due problemi s'imponavano ai cultori della Fisica teorica.

1° si può giustificare l'emissione e l'assorbimento della luce per quanti da parte della materia con una conveniente immagine della costituzione dell'atomo?

2° l'energia raggiante che rivela il processo quantistico cioè discontinuo, nella fase di emissione e di assorbimento, conserva questa struttura corpuscolare viaggiando dalla sorgente al ricevitore, ovvero nel viaggio possiede la forma di onde voluta dalla teoria elettromagnetica della luce?

Il primo quesito, relativo alla costituzione dell'atomo capace di giustificare i particolari dell'emissione e dell'assorbimento, ha dato luogo a una delle concezioni più grandiose e feconde della filosofia naturale, e cioè alla teoria di BOHR. L'atomo risulta da un centro puntiforme, carico positivamente, circondato da uno sciame di elettroni turbinanti intorno al centro.

Il numero di questi elettroni caratterizza il posto occupato dall'atomo nella serie di MENDELEJEFF degli elementi chimici: 1 per l'idrogeno, 92 per l'uranio.

Fra tutte le infinite configurazioni cinematiche di un complesso sistema, quali sarebbero in virtù della legge coulombiana delle attrazioni elettriche, solo alcune in numero limitato ne esistono effettivamente; e l'atomo vi resta indefinitamente, senza irradiare energia, malgrado il fantastico groviglio dei campi elettromagnetici creati dal movimento elettronico. In ciascuno di questi assetti stabili, detti stati quantici, l'energia totale del sistema atomico ha un valore caratteristico dello stato medesimo. Allo stato di minore energia corrisponde la maggiore stabilità; è il cosiddetto stato non eccitato, o fondamentale. L'urto con un altro sistema, o l'arrivo di energia luminosa provoca il passaggio da uno stato di minore a uno di maggiore energia, o come si dice di maggiore eccitazione. In questa modificazione dell'atomo l'energia viene assorbita per quanti e non in modo continuo. Alla sua volta l'atomo eccitato può passare spontaneamente ad uno stato di minore livello energetico, emettendo l'eccesso di energia, e l'emissione dà luogo a luce di frequenza pari al quoziente fra la variazione di energia e la costante h di PLANCK. Questa teoria sviluppata ampiamente nelle sue più lontane conseguenze ha avuto nel campo dei fenomeni spettroscopici un successo paragonabile solo a quello riportato dalla legge dell'attrazione universale nella meccanica celeste. La infinita e prima indecifrabile massa delle osservazioni sperimentali sulle righe spettrali ha ottenuto una sistemazione completa e definitiva che appare prodigiosa. Dalle particolarità più minute e relativamente semplici dello spettro dell'idrogeno, a quelle più complesse dello spettro dei metalli alcalini, e degli alcalino-terrosi e perfino all'inestricabile groviglio delle righe del ferro; dall'azione del campo magnetico che era imprevedibile e inspiegabile con la teoria classica: dagli spettri di bande alle particolarità più minute degli spettri dei raggi X caratteristici dei vari elementi, tutto rientra senza urti e senza forzature e con esattezza dei valori numerici quasi astronomica nella costruzione teorica che il BOHR e il SOMMERFELD e i loro numerosi seguaci han saputo edificare.

Ne è risultata anche una teoria della distribuzione degli elettroni fra le varie cortecce dell'atomo che rende perfettamente conto delle misteriose ricorrenze riscontrate nel sistema periodico degli elementi, e quindi delle varie proprietà chimiche degli elementi medesimi. Contemporaneamente le belle esperienze del FRANCK e dei suoi allievi sugli urti anelastici degli elettroni contro gli atomi nei tubi a scarica elettronica, e sul conseguente eccitamento a sbalzi successivi dell'atomo, confermavano i fondamenti della teoria del BOHR nel processo di assorbimento di energia da parte di un atomo per urto anzichè per eccitamento luminoso.

Tutto questo complesso armonico e coerente di fatti e teorie che sembra il risultato di fatiche di secoli, mentre è l'opera di appena un decennio, è però subordinato a uno scardinamento radicale della Fisica classica.

Nel vecchio schema gli elettroni ruotanti nell'atomo emettono energia raggiante di frequenza eguale alla frequenza del moto elettronico, come in acustica le onde sonore sono sincrone col moto vibratorio del diapason che

le produce. Invece nella nuova teoria gli elettroni possono turbinare nell'atomo indefinitamente, senza creare intorno a sè un campo elettromagnetico variabile e quindi senza emettere luce; e solo quando una specie di cataclisma insorge nell'atomo e lo fa passare da una configurazione cinematica a un'altra di minore energia, solo allora la luce viene emessa, con un meccanismo ignoto; e la luce emessa non è più sincrona col moto degli elettroni durante il passaggio, ma è una luce pura, sinusoidale, la cui frequenza è legata soltanto alla variazione totale dell'energia atomica fra lo stato iniziale e lo stato finale.

Si può da questo immaginare il fastidio profondo che queste teorie devono avere apportato nelle menti di coloro che si erano abituati da tempo a concepire il mondo nella sua immagine elettromagnetica.

Ma nonostante il disagio della rinuncia al meccanismo elettromagnetico dell'emissione, rinuncia imposta dai successi della teoria di Bohr, ci eravamo almeno adagiati come in atteggiamento di riposo sul processo di propagazione della luce. Dicevamo, cioè: sia qualsivoglia il mistero della emissione e dell'assorbimento della luce; sia qualsivoglia il meccanismo col quale la luce nasce e poi muore; ma finchè è viva, finchè è luce, essa è nelle onde di MAXWELL.

Ebbene, o Signori; non c'è pace nemmeno in questo rifugio modesto. Il ciclone rinnovatore investe e distrugge anche quest'ultima oasi di riposo; e ancora adesso la demolizione avviene non per sostituzione di teorie più soddisfacenti, ma per la scoperta di nuovi fatti che con la vecchia teoria sono inconciliabili.

Pensate ad un sasso gettato sull'acqua tranquilla di un lago. L'onda che parte dal punto colpito e si dilata uniformemente tutto intorno, potrà investire dei galleggianti distribuiti a distanza, e metterli in moto. Ma l'energia di moto di tutti i galleggianti colpiti contemporaneamente deriverà sempre dall'energia del sasso caduto. Che direste voi se fra tutti i galleggianti distribuiti intorno al centro, uno e uno soltanto entrasse in movimento e prendesse per sè e per sè solo la intera energia del sasso eccitatore?

Orbene: appunto nello studio dei fenomeni luminosi quando si è potuto seguire d'avvicino il processo ultramicroscopico elementare dell'assorbimento della luce, si è dovuto concludere che in un punto isolato della presupposta onda luminosa si trova concentrata tutta l'energia che secondo la concezione Maxwelliana noi pensavamo distribuita nella intera onda. Successivamente i punti colpiti mutano di posto, ma ognuno prende per sè, ogni volta, la totalità dell'energia. E così la luce viaggia come se fosse costituita da proiettili puntiformi, non come onda a distribuzione continua di energia. Se la luce si propagasse per onde, occorrerebbe immaginare che dove essa è ricevuta dalla materia l'energia si concentra, di colpo, solo nel punto di ricezione, come avverrebbe di una bolla di sapone che rotta in un punto concentra tutto il suo liquido in una piccola goccia. È certo più semplice pensare ai proiettili discontinui emessi in tutte le direzioni e che colpiscono perciò successivamente e indipendentemente i vari punti della superficie investita.

Questi proiettili sono dunque simili a quelli immaginati da NEWTON nella teoria dell'emissione. L'energia trasportata da ciascuno sarebbe il prodotto della costante h per la frequenza ν . Ciò che noi chiamavamo frequenza, e cioè il numero di oscillazioni al secondo nell'onda, sarebbe invece la misura del contenuto di energia cinetica del corpuscolo: e poichè tutti hanno la stessa velocità, il contenuto diverso di energia nei quanti sarebbe connesso alla loro massa maggiore o minore. I corpuscoli del violetto sarebbero cioè più pesanti dei corpuscoli del rosso; e ventimila volte più pesanti di questi sarebbero i corpuscoli dei raggi X. Se un proiettile viene assorbito, l'atomo che lo assorbe guadagna l'energia $h\nu$. Se un elettrone sfugge dall'atomo per l'urto di un proiettile o come si dice di un quanto di luce, esso riceve l'energia $h\nu$.

Può talvolta avvenire che l'energia del quanto non sia interamente assorbita ma si scinda in due parti; una acquistata dall'elettrone che rimbalza, l'altra che resta nel quanto di luce; e poichè quella che resta è minore della primitiva che il quanto possedeva, alla diminuita energia del quanto dovrà corrispondere un ν più piccolo. Così dall'urto di un quanto di luce con un elettrone può nascere un quanto di frequenza minore, cioè luce spostata, nello spettro, verso il rosso. Questo singolare fenomeno esiste; è il celebre effetto osservato da COMPTON coi raggi X e che conferma in tutte le particolarità le conseguenze della immagine prospettata, che cioè il quanto sia un corpuscolo dotato di energia e di quantità di moto, cosicchè sono interamente applicabili per le velocità e le direzioni dopo l'urto le leggi semplicissime dell'urto dei corpi elastici.

E qui sorge, o Signori, la più grave difficoltà del presente momento scientifico. Voi ricordate quel complesso imponente, numeroso, inesauribile di fenomeni che la teoria ondulatoria della luce era stata capace di spiegare o di prevedere e che costituiscono la cosiddetta ottica fisica; mi riferisco quindi alle interferenze, alla diffrazione, alla doppia rifrazione, agli effetti della luce polarizzata, alla riflessione e rifrazione nei corpi trasparenti e nei metalli. Limitiamoci alla considerazione dei processi d'interferenza e di diffrazione. Se la luce è fatta di onde, si comprende che l'aggiunta di di luce ad altra luce con fase opposta possa dar luogo ad oscurità. Ma se è fatta di proiettili, come possono questi distruggersi l'uno con l'altro nelle frange nere d'interferenza o di diffrazione, e ritrovarsi poi cumulati nelle frange luminose, anche quelli distrutti? Bisognerà naturalmente rinunciare alla nozione di oscurità derivante da effetti di sovrapposizione di luci con fase diversa e pensare invece che l'apparecchio ottico produttore il fenomeno interferenziale incanala, per dir così, i quanti di luce verso i posti dove noi constatiamo la presenza di frange luminose. Ma con quale meccanismo? Pensate all'esperienza dei due specchi di Fresnel che riflettono su uno schermo la luce di una sorgente. Un solo specchio dà luce uniforme; la presenza del secondo fa nascere le frange. Come possono i corpuscoli riflessi da uno specchio accorgersi dell'esistenza dell'altro, e dirigersi in conseguenza sulle sole frange luminose dello schermo anzichè su tutta la superficie di questo?

Hanno i quanti di luce coscienza e intelligenza? Torneremo fra poco su questa folle domanda.

Dobbiamo anzitutto chiederci se la nozione delle onde sia davvero indispensabile per spiegare le distribuzioni di massimi e minimi di luce nei fenomeni di interferenza e di diffrazione. Alcuni fatti recentemente osservati ne farebbero dubitare. Così DAVISSON è riuscito a riprodurre, con un fascio di elettroni riflessi da un cristallo di nichel, le figure di diffrazione ottenute da LAUE e BRAGG coi raggi X. E il JOHNSON, appena un mese fa, ha reso noto il risultato di una esperienza ancora più sorprendente: lanciando su una sostanza cristallina un fascio di atomi di idrogeno animati da grande velocità, essi si rifletterebbero seguendo una legge di distribuzione angolare analoga a quella degli elettroni di DAVISSON e dei raggi X di BRAGG. Anche numericamente i risultati sperimentali ottenuti concordano con la previsione riguardo alla dipendenza fra gli angoli di diffrazione e la quantità di moto dei corpuscoli incidenti, siano essi raggi X o elettroni o atomi materiali. Sembra pertanto che il fenomeno della diffrazione non sia peculiare delle radiazioni ondulatorie, ma che esso appartenga anche ai raggi corpuscolari; con ciò verrebbe a cadere il più forte argomento contro la teoria corpuscolare della luce.

Come se non bastasse tuttocì a disorientare gli spiriti, una recente fioritura di audacissime idee è sopraggiunta a portare nuova luce e nuovo scompiglio. Esse fan capo ai lavori di DE BROGLIE e di SCHRÖDINGER, e costituiscono la cosiddetta meccanica ondulatoria. Non è facile darne una nozione anche approssimata in questa sede e in questo momento. Si può a ogni modo dare un'idea della teoria dicendo che l'elettricità la quale costituisce gli elettroni e i nuclei atomici, e perciò la materia, non è una specie di sostanza, ma va pensata come uno stato vibratorio di una grandezza fisica φ di natura ignota, che subisce variazioni periodiche nel tempo e diverse nei vari punti dello spazio. Le rapide variazioni periodiche di questa grandezza ci si manifestano come carica elettrica, e precisamente la densità elettrica è in ogni punto proporzionale al quadrato dell'ampiezza delle oscillazioni di φ . Queste oscillazioni si svolgono nello spazio con leggi analoghe a quelle della propagazione delle onde; esse invadono tutto l'universo annullandosi in tutti i punti dove non è materia nè elettricità; mentre un elettrone fisso o mobile va considerato come una porzione dello spazio dove quelle onde sovrapponendosi non si annullano. Nel caso di materia o di elettricità immobili esse posson perciò considerarsi come le regioni ventrali di sistemi di onde stazionarie, mentre un elettrone in moto può pensarsi come un limitato treno o pacchetto di onde di diverso periodo, che si annullano dovunque tranne sul posto occupato successivamente dall'elettrone.

Da questa originale concezione, integrata da particolari ipotesi sulla velocità di propagazione delle onde di φ in un campo di forza, segue che quando il pacchetto di onde costituente l'elettrone si muove in una curva di assai piccole dimensioni e con grande velocità angolare, come avviene dell'elettrone di BOHR circolante intorno al nucleo atomico, non si ha più una carica puntiforme localizzata successivamente nei vari punti dell'orbita, ma una vera atmosfera statica di elettricità distribuita uniformemente in-

torno al nucleo. L'elettrone puntiforme si spappola in una nube che circonda il nucleo.

Altri stati sono possibili e descrivibili; essi corrispondono agli stati di crescente eccitazione dell'atomo di BOHR — e si trova senza ulteriori ipotesi che questi stati contengono quantità di energia le quali variano in modo discontinuo da uno stato all'altro, esattamente come quelli di BOHR. È questo il risultato più impressionante della nuova teoria.

Vengono così eliminate due difficoltà assai gravi che solleva la teoria di BOHR. Questa doveva qualificare a priori e senza ragione alcuna come impossibili le configurazioni atomiche che non corrispondono a graduati stati di eccitazione; invece nella nuova teoria si trova che questa discontinuità, cioè la quantizzazione, discende naturalmente dalle premesse già fatte. In secondo luogo negli stati consecutivi atomici del BOHR si avevano elettroni in moto che, contro le leggi dell'elettromagnetismo, non irradiano energia. Invece nella nuova teoria si trova che a quegli stati corrisponde una distribuzione statica di elettricità costante nel tempo, ciò che giustifica la mancante irradiazione di energia; solo nel passaggio da uno stato all'altro la densità elettrica varia periodicamente col tempo; e perciò viene emessa luce in sincronismo con le variazioni, e in perfetto accordo con la teoria elettromagnetica.

Lo svolgimento di tutte le conseguenze della teoria conduce alle medesime conclusioni della teoria di BOHR, tranne in pochissimi casi nei quali quest'ultima non era del tutto conforme alle esperienze spettroscopiche. Anche in questi casi però le conseguenze della nuova teoria sono conformi all'esperienza. Purtroppo i suoi sviluppi sono molto laboriosi dal lato analitico, e non sempre lo strumento matematico fornisce la soluzione.

La nuova meccanica ondulatoria presenta indubbiamente vari vantaggi di coordinazione logica rispetto a quella di BOHR; e ciò spiega come in meno di un anno dalla sua divulgazione un gran numero di ricercatori in ogni parte del mondo abbiano sviluppato con febbrile attività i particolari e le conseguenze della suggestiva teoria. Ma molti punti restano ancora non chiariti, e dubbi fondamentali vengono già sollevati contro l'interpretazione fisica della teoria, che va perciò considerata in questo momento come al punto critico della sua fase elaborativa.

Il carattere iper-rivoluzionario di questa nuova meccanica viene a ogni modo caratterizzato da ciò: che mentre si tendeva a sostituire alle onde luminose i raggi corpuscolari, si dovrebbe invece attribuire struttura ondulatoria anche ai raggi che sono sicuramente corpuscolari, come i raggi catodici, e perfino agli elettroni in riposo o in movimento, e a tutta la materia.

Si riconoscono però i segni di un disorientamento che investe già i giovanissimi fisici, come il disorientamento della ormai vecchia teoria dei quanti aveva investito quelli della mia generazione. Ma i giovani, per loro fortuna, possono assai più facilmente rinunciare alle convinzioni che non ebbero il tempo di consolidarsi con dure radici.

Per chiudere questa esposizione che va diventando un attentato alla vostra salute fisica e spirituale, io voglio accennare a una idea recentemente

enunciata dal nostro più valente fisico teorico, dal giovanissimo prof. FERMI, e che si preannunzia feconda dei più felici risultati nelle ricerche sulla costituzione della materia.

A base delle classiche teorie cinetiche sta la legge MAXWELL-BOLTZMANN, secondo la quale le molecole eguali di un gas non avrebbero tutte eguali velocità, ma le velocità reali sarebbero distribuite intorno al valore medio con la legge del caso, e cioè come sono distribuiti numerosi proiettili su un bersaglio intorno al centro di mira. La teoria dei quanti aveva già apportato una modificazione a questa legge statistica, modificazione dovuta ad EINSTEIN. E cioè le velocità, e quindi le energie delle molecole, non variano in modo continuo dall'una all'altra, ma a gradini, di altezza determinata. Distribuendo perciò le molecole a varie altezze corrispondenti alle loro energie si troverebbe non una superficie continua, ma una vera gradinata ascendente.

Orbene per un principio che il FERMI ha enunciato, in analogia a una legge che domina certi fatti spettroscopici, su ognuno di quei gradini non può trovarsi che una sola molecola. Ciò significa che non solo la velocità delle molecole varia in modo discontinuo dalle une alle altre, ma che due molecole non possono avere la stessa velocità. La ipotesi enunciata ha condotto il FERMI a una formula di ripartizione delle velocità molto diversa da quella di MAXWELL-BOLTZMANN, e che si avvicina a questa solo quando la materia è alquanto rarefatta e la temperatura non è molto bassa. Essa equivale perciò alla formula classica per le condizioni ordinarie della materia; ma per gas condensati e a temperature assai basse la nuova formula conduce a conseguenze diverse, e che sembrano più prossime alla realtà sperimentale.

Osservando che gli elettroni in un metallo anche a temperatura ordinaria si devono trovare nelle condizioni anormali in cui è valida la legge del FERMI, anziché quella del MAXWELL, è riuscito a PAULI e più recentemente a SOMMERFELD di fondare una teoria delle proprietà magnetiche, termiche ed elettriche dei metalli. Siamo perciò di fronte a una legge statica che si rivela come assai promettente per lo studio delle proprietà della materia. Ebbene — che significa, che due molecole non possano avere la stessa velocità? Se una molecola entra in un recipiente contenente un gas, come fa essa a sapere che può assumere solo alcune velocità, e non tutte quelle altre già possedute dai miliardi di miliardi delle molecole preesistenti?

Hanno le molecole, come i quanti di luce, coscienza delle loro possibilità cinetiche e intelligenza dello stato in cui si trovano le altre molecole presenti?

Io ripeto così la folle domanda già posta in un punto di questo discorso a proposito delle interferenze luminose.

Orbene: questa forma di istinto nelle molecole non può escludersi a priori, se i fatti dimostrano che l'ipotesi conduce a conseguenze vere. Ricorderò che nei gesti quotidianamente compiuti da miriadi di esseri inferiori (e non parlo della vita di esseri più evoluti, quali le formiche o le api) ci si rivela una coordinazione arcana che noi non attribuiremo certo a una anima o a un'intelligenza, anche perchè l'Uomo, che ha anima e intelligenza, non ne è sempre capace.

Così, o Signori, io vi ho portato nel campo della filosofia, visto che ci troviamo così a disagio in quello della semplice Fisica. E vi dico che non so augurarmi una fine prossima della crisi tragica che sconvolge adesso la mia Scienza. È crisi di vita, che distrugge ciò che non merita di restare, ma che suscita prodigiosi impulsi al lavoro scientifico, con una potenza di attacco di cui mai il mondo vide l'eguale.

Sparite le nubi e placata la tempesta, se il nuovo cielo che verrà non sarà più il cielo che imparammo a conoscere nella nostra infanzia scientifica, ciò significherà che il breve tempo di nostra vita non fu dall'Umanità trascorso invano!

SUGLI SPETTRI OTTICI A LINEE

Nota di GUIDO VOGHERA

Da quando, verso la metà del secolo scorso, la spettroscopia cominciò ad assumere importanza, fuori del campo ristretto dell'ottica, per analisi degli elementi e per l'astrofisica, gli sperimentatori cominciarono a radunare un cumulo sempre più grande di materiale empirico, che pareva resistere ad ogni tentativo tendente ad introdurre un comune criterio d'ordinamento. Il trionfo della teoria di MAXWELL ed i progressi della tecnica sperimentale, accomunando fra loro le onde elettromagnetiche e la luce, ed estendendo il campo degli spettri all'infrarosso e all'ultravioletto, contribuirono a complicare ancor più la serie dei fenomeni che attendevano una spiegazione, sicchè, verso la fine dell'800, molti spettroscopisti erano giunti a disperare che si potesse trovare un filo conduttore attraverso al labirinto degli spettri, e la spettroscopia andava formando una scienza empirica, quasi staccata dalle teorie, che reggevano gli altri campi della fisica. Però contemporaneamente, prima di tutti per opera del BALMER, poi del RIDBERG e del RITZ, e quindi di innumerevoli altri, si andavano constatando delle regolarità negli spettri dello stesso elemento e dei rapporti, sia di carattere qualitativo che quantitativo fra quelli dei varî elementi.

In base ad esse furono formulate delle leggi, che servirono di guida nel groviglio delle linee spettrali e permisero, con dei cambiamenti dovuti alla natura dei nuovi fenomeni, di incanalare anche i raggi X e i raggi γ fino alle ultime frequenze nel campo dei fatti già conosciuti e di comprendere in un solo insieme gli innumerevoli risultati della raffinatissima tecnica sperimentale moderna; mentre d'altro canto la teoria dei quanta e il modello d'atomo del RUTHERFORD, accomunati in una sintesi geniale dal BOHR, ponevano in nuova luce tutti questi fenomeni, interpretando gli antichi e prevedendone dei nuovi.

Ora, dopo trent'anni di sforzi collettivi degli spettroscopisti, dei fisici teorici e dei chimici, queste leggi hanno raggiunto una formulazione quasi definitiva ed esse sono state un potente aiuto per lo sviluppo di tutte le teorie recenti, che tentarono di render conto della costituzione intima della materia.

Scopo del presente articolo è di riepilogare in via elementare le principali leggi spettroscopiche e cioè considerando per ora soltanto gli spettri di emissione a linee nel campo ottico (compreso l'infrarosso e l'ultravioletto), nelle condizioni normali di emissione e, prima di tutto, quelle prevalentemente qualitative, con riguardo alle frequenze delle linee. Considerazioni

sull'intensità degli spettri e questioni di carattere sperimentale restano ora escluse dalla trattazione.

Nella forma in cui sono qui esposte, queste leggi non sono necessariamente legate ad alcuna teoria, per quanto sia utile, per la chiarezza, riferire alcune di esse a rappresentazioni intuitive, che conducono ai modelli di atomo; esse dipendono però, nella loro enunciazione, da successioni di numeri multipli di mezzo con differenze intere ed è impossibile di disconoscere che esse risentono l'influenza della teoria dei quanta; esse sono cioè di carattere semi-empirico. Sarò pure costretto ad omettere ogni considerazione storica ed a preferire un'esposizione sintetica, limitandomi all'enumerazione delle leggi in forma definitiva, senza giustificare la loro derivazione dall'esperienza e senza esporre il travaglio del loro successivo sviluppo.

Uno spettro comprende tutte le frequenze di onde elettromagnetiche, che vanno dalle correnti alternate, alle onde Herziane, all'infrarosso, alle frequenze ottiche, all'ultravioletto, ai raggi Röntgen, fino agli ultimi raggi γ del radio. Soltanto, le due prime si escludono di solito dalla trattazione e le due ultime si considerano separatamente, perchè hanno altre proprietà.

Per determinare lo spettro deve esser dato in ogni tempo ed in una data direzione l'intensità e la polarizzazione dell'onda in funzione della frequenza. In assenza d'un campo esterno di direzione fissa, l'onda non è polarizzata ed è sufficiente l'indicazione dell'intensità.

Distinguiamo intanto due specie di spettri:

a) quelli di emissione, che, sovrapposti ad un eventuale spettro già esistente in quella direzione, sommano le loro onde a quella di quest'ultimo: essi sono dovuti al passaggio del corpo emittente da uno stato energetico più alto ad uno più basso con cessione d'energia al campo;

b) quelli di assorbimento, in cui il fenomeno avviene in senso opposto con assorbimento d'energia.

Ogni emissione è quindi preceduta da un'elevazione d'energia (eccitamento) che può esser originata da vari fattori, ad es.:

- 1) da moti o da urti molecolari o atomici — energia termica
- 2) da moti o da urti di ioni o di elettroni — energia elettrica
- 3) da energia raggiante — assorbimento.

Un sistema non eccitato si dice nel suo stato normale. L'immagazzinamento d'energia può arrivare al punto di far staccare dal complesso uno o più elettroni (ionizzazione semplice, doppia, ecc., sia della molecola che dell'atomo; come ad es. nell'effetto foto-elettrico), o anche atomi interi (scomposizione chimica della molecola), o un gruppo più complesso di atomi e di elettroni — ioni — (ad es. nell'elettrolisi, nell'effetto foto-chimico, ecc.).

Sulla durata dei processi di assorbimento e d'emissione, e su quella della permanenza nello stato eccitato non facciamo alcuna considerazione, perchè essa escirebbe dal compito prefissoci. L'intensità dipende dal numero di complessi (elettroni, atomi, molecole, ioni), che subiscono in un determinato tempo la trasformazione che dà origine alla frequenza considerata,

e dipende dalla probabilità che sussiste per il passaggio dall'uno all'altro stato del sistema.

Se per ogni singola frequenza consideriamo soltanto se esiste o no un'intensità d'onda, senza por mente al valore di essa, possiamo distinguere le seguenti specie di spettri:

I) Gli spettri a linee. Le intensità differiscono notevolmente da zero soltanto per alcuni tratti estremamente piccoli di frequenza, (le linee spettrali), separati l'uno dall'altro, o che convergono eventualmente verso uno o più limiti (serie spettrali). Essi sono caratteristici per il passaggio da uno stato quantizzato ad un altro stato quantizzato di un atomo neutrale o ionizzato (privato di uno o più elettroni) e cioè:

α) gli spettri primi o di fiamma, se l'atomo è neutrale;

β) gli spettri secondi o di scintilla, se l'atomo è semplicemente ionizzato, cioè se manca d'un elettrone;

γ) gli spettri superiori (terzi, quarti, ecc.) per atomi doppiamente, triplamente, ecc. ionizzati (a cui mancano due, tre ecc. elettroni).

Esistono stati stabilizzati (gruppi interni o completi di elettroni) e stati più labili (elettroni esterni, periferici, ottici, di valenza ecc.). Se almeno uno dei due stati fra cui avviene il passaggio è già stabilizzato le frequenze sono più alte (estremo ultravioletto, Röntgen, γ). Se ambedue gli stati dell'elettrone sono labili abbiamo le frequenze ottiche.

II) Gli spettri a bande, sono formati pure da linee, ma in generale più dense, che concorrono verso punti limite, che alla loro volta possono avere degli altri limiti. Sono originati dal passaggio da uno stato quantizzato delle molecole ad un altro. Le loro frequenze sono generalmente infrarosse o ottiche, talora ultraviolette.

III) Gli spettri continui. Dipendono dal passaggio fra due stati, di cui uno almeno non sia quantizzato, o da quanti tanto piccoli, che lo scambio di energia si possa considerare come continuo.

Sulla specie dello spettro, cioè sulla distribuzione o sullo sdoppiamento di alcune linee ed anche sulla comparsa di altre linee, che di solito sono sopresse (proibite), hanno ancora influenza le condizioni esterne, sotto cui avviene il passaggio fra i due stati, e cioè la presenza

A) d'un campo elettrico — effetto STARK-LO SURDO;

B) d'un campo magnetico debole o forte — effetto ZEEMANN, PASCHEN-BACK, ecc;

C) di campi gravitazionali o di celerità prossime a quelle della luce — effetto EINSTEIN, effetto di relatività;

D) di movimenti termici — effetto DOPPLER;

e di altre perturbazioni inerenti al sistema che dà origine allo spettro.

Passiamo ora all'esposizione astratta delle leggi che riguardano gli spettri lineari ottici.

L'atomo d'un elemento è composto di un nucleo e di un certo numero N

di *elettroni* ⁽¹⁾. Il nucleo caratterizza l'elemento, gli elettroni il *termine spettroscopico* o il *livello d'energia*, cioè lo stato energetico dell'atomo intero nelle condizioni considerate. Per classificare gli spettri a linee basta attribuire ad ogni elettrone, di cui è composto l'atomo, un certo numero di multipli pari o dispari di mezzo, (cioè una delle due successioni di valore 0, 1, 2, 3 ecc. o $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ ecc.), chiamati *i quanti* ⁽²⁾, e derivare, con regole, che verremo appunto precisando, dai quanti dei singoli elettroni, che compongono l'atomo, quelli corrispondenti dell'atomo complessivo.

I quanti che si considerano sono i seguenti:

- I) il quanto di gruppo l con le condizioni $l \geq 0$;
 II) il quanto giroscopico s con le condizioni $\frac{1}{2} N \geq s \geq 0$;
 III) i quanti magnetici, e cioè:
 1) quello di gruppo m' con le condizioni $l \geq m' \geq -l$;
 2) quello giroscopico m'' con le condizioni $s \geq m'' \geq -s$;
 3) quello totale $m = m' + m''$ quindi con le condizioni $l + s \geq m \geq -(l + s)$;
 IV) il quanto interno j , per cui di solito (caso regolare):
 $j = m'' + l$ se $m \geq s - l$, quindi con le condizioni $l + s \geq j \geq \begin{cases} l - s \\ s - l \end{cases}$
 $j = s - m'$ se $m \leq s - l$

ma talora (caso inverso):

$$\begin{array}{ll} j = s + m' \text{ se } m \geq l - s, & \text{oppure} \\ j = l - m'' \text{ se } m \leq l - s & j \geq \begin{cases} +m \\ -m \end{cases} \end{array}$$

l ed m' sono sempre quanti interi,

s , m'' , m ed j sono interi se N è pari, mezzi se N è dispari,

m' , m'' , m , j dipendono per il loro campo di variabilità dalla scelta preventiva di l e di s , però le due coppie j ed m , m' ed m'' sono vicendevolmente determinate l'una dall'altra, sicchè una sola di esse è indipendente.

Questi quattro quanti sussistono tanto per l'atomo che per un singolo elettrone. In quest'ultimo caso li denoteremo con le corrispondenti lettere greche, mettendo in esse l'indice caratteristico per l'elettrone a cui si riferiscono. Avremo quindi sempre:

$$\sigma = \frac{1}{2}, \quad \mu' = \pm \frac{1}{2}, \quad \mu = \mu' \pm \frac{1}{2} \quad \text{ed} \quad \iota = \lambda \pm \frac{1}{2}$$

con i segni sempre corrispondenti, tranne nel caso in cui sia

$$\mu' = -\lambda \quad \text{e} \quad \mu'' = -\frac{1}{2},$$

perchè allora abbiamo

$$\mu = -(\lambda + \frac{1}{2}) \quad \text{ed} \quad \iota = \lambda + \frac{1}{2}.$$

⁽¹⁾ Sotto il nome di « elettroni » e di « quanta » non è necessario, per il nostro scopo, d'intendere la carica elementare e l'elemento d'energia. Si tratta, per ora, di espressioni comode, atte a descrivere le condizioni energetiche dell'atomo.

⁽²⁾ Preferisco di adottare il termine « quanto » per « numero quantico », riservando il vocabolo latino « quantum » (plur. « quanta ») per denotare l'elemento d'energia. Farò pure uso delle espressioni « quanto intero » e « quanto mezzo » per le due successioni di multipli di $\frac{1}{2}$.

[illegible]

Per un singolo elettrone abbiamo però anche un quinto quanto :

V) il quanto principale ν con la condizione $\nu \geq \lambda + \alpha$;

ν è sempre intero, α è pure un numero fisso intero, caratteristico per l'elettrone considerato.

Anche per la variabilità di ν deve esser scelto prima il valore di λ . Per scopi puramente spettroscopici, quando non abbia alcun interesse l'interpretazione dei termini in base ad un modello d'atomo, conviene eliminare α e introdurre invece di ν :

V a) il numero progressivo della serie

$$\nu' = \nu - \alpha \quad \text{con la condizione} \quad \nu' \geq \lambda$$

prendendo sempre λ come valore minimo di ν' . Vedremo però che una delle più importanti leggi, che esporremo in seguito, fa uso del ν e non del ν' .

È però da notare fin da principio, che, mentre l'elettrone è determinato completamente, nel suo livello d'energia, dai suoi quanti λ , μ' , μ'' e ν (oppure λ , μ , ι e ν), il termine spettroscopico dell'atomo totale non lo è necessariamente soltanto dai suoi quanti l , s , m' , m'' (oppure l , s , m , j), ma bisogna ancora prendere in considerazione i quanti di ogni singolo elettrone dell'atomo stesso λ_k , μ_k' , μ_k'' e ν_k (oppure λ_k , μ_k , ι_k , ν_k) per $k = 1, 2, 3, \dots N$.

Facciamo ora seguire due tavole esplicative. Nella prima sono indicati con crocette tutti i valori possibili di μ in funzione di ν , λ e ι ; nell'ultima doppia colonna si trovano i valori di μ , scomposti in $\mu' + \mu''$ per λ generale, e nelle ultime righe il numero totale dei vari stati possibili dell'elettrone.

La tavola seconda serve a trovare, dato l e s , dalla coppia m' e m'' quella di m e j , o viceversa. I valori esistenti sono occupati da cerchietti e quelli eguali congiunti dalla direzione delle frecce. La tavola si riferisce ai valori regolari di j , è ovvio però il cambiamento da farsi per i valori inversi.

I « termini dello spettro » sono costituiti da un complesso di « gruppi » di « serie » di « termini di serie » o « multipleti » ⁽¹⁾. A sua volta ogni termine si scompone :

1) in assenza di un campo magnetico esterno in « termini d'un multiplo » ed ognuno di questi, in presenza d'un campo magnetico debole (effetto Zeeman) a sua volta in « termini magnetici » ; oppure

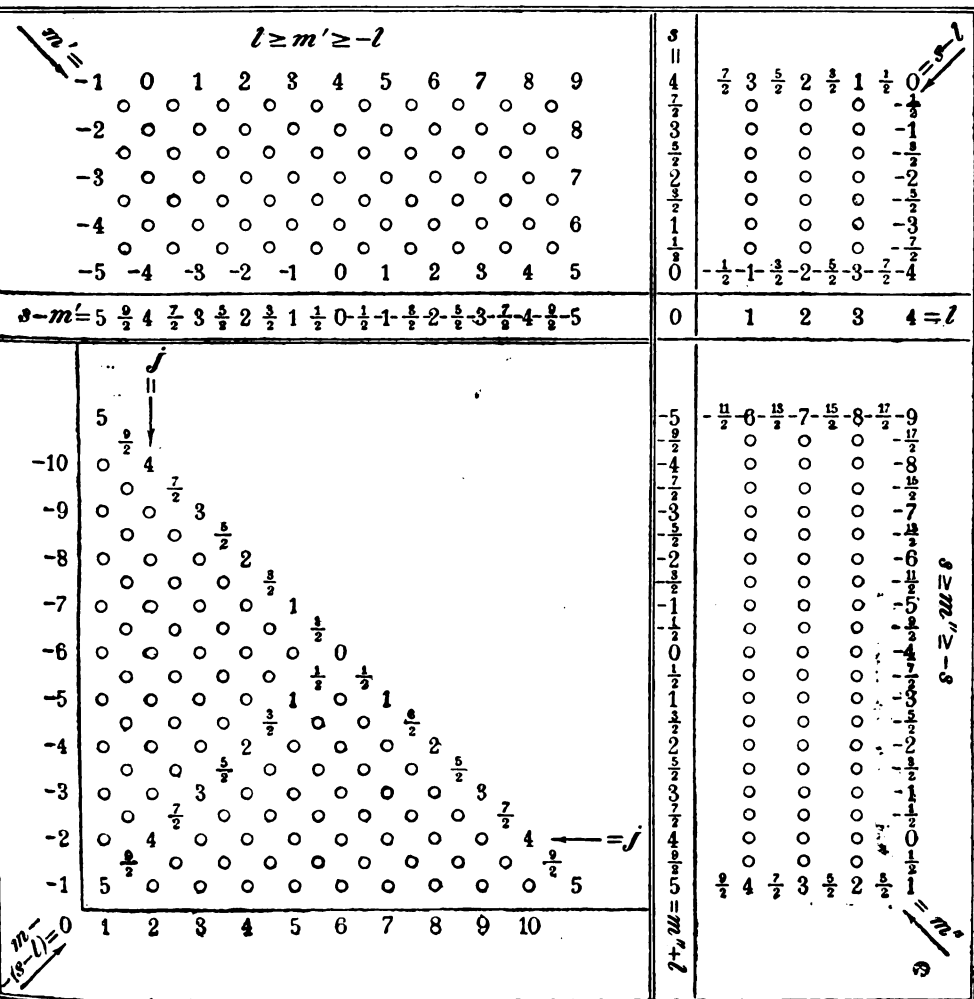
2) in un campo magnetico forte (effetto Paschen-Back) in altri « termini magnetici » indipendenti da quelli precedenti.

I termini dello spettro sono originati dalla variazione di tutti i quanti, e precisamente λ_k , ν_k , l , s , j , m , m' e m'' , con i valori consentiti dalle loro condizioni e dalle leggi che esporremo in seguito ; e in ispecie la fissazione dei valori

dei λ_k , di l e di s determina un « gruppo di serie » ;

⁽¹⁾ Naturalmente la terminologia « serie », « linea », « multiplo » ecc. deriva dalla pratica dell'analisi e della sistemazione degli spettri. In un trattamento puramente sintetico le considerazioni seguenti non hanno altra funzione che di definizioni.

v. II: Relazioni fra i quanti dell'atomo l ed s e le due coppie m' ed m'' e j ed m .



dei v_k per tutti i

- k , tranne uno, determina una « serie » ;
- dell'ultimo v_k determina un « termine della serie » o « multipletto » ;
- di j determina un « termine del multipletto » ;
- di m determina un « termine magnetico dell'effetto Zeeman » ;
- di m' e m'' determina un « termine magnetico dell'effetto Back-Paschen ».

È da notare che date le coppie di valori di l e di s resta determinato il campo di variabilità di m' e m'' (oppure di j ed m). Valori eguali possono naturalmente comparire parecchie volte. Ma anche viceversa dato il campo di variabilità dei quanti magnetici si possono determinare i valori di l ed s , purchè naturalmente i primi sieno scelti in modo da permettere la corrispondenza vicendevole.

Il problema della classificazione sintetica qualitativa degli spettri è ricondotto quindi al seguente:

Dato il numero N degli elettroni dell'atomo:

- 1) determinare tutti i gruppi possibili di $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_N$, i valori di $v_1', v_2' \dots v_N'$ che non sono permessi, e, al caso, anche i gruppi corrispondenti di $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_N$;
- 2) derivare da questi le coppie possibili di l e di s per l'atomo, notando sempre che a gruppi 1) differenti possono corrispondere coppie di valori eguali per 2), che però devono esser sempre distinte fra loro.

...

Per non interrompere poi la trattazione vogliamo, prima di passare ad esporre le leggi, che permettono la risoluzione quasi completa del problema fondamentale, determinare il numero e la frequenza delle singole linee, quando sieno già trovati i termini. A ciò servono due principi:

I) *Il principio di combinazione:*

Un atomo, che possiede due termini con due livelli d'energia E_i ed E_f , il primo reale, cioè esistente al momento, il secondo potenziale, cioè possibile per l'atomo stesso, emette o assorbe, secondo che E_i è $>$ o $<$ di E_f , una linea spettrale, la cui frequenza è determinata dalla legge di EINSTEIN:

$$h = \lambda(E_i - E_f)$$

(h è la costante di PLANCK, $\lambda = 1/\nu$ la lunghezza d'onda, valore reciproco della frequenza). L'atomo tende quindi definitivamente, lasciato a se stesso, cioè nell'emissione, al livello più basso ad esso consentito. Il termine corrispondente a quest'ultimo si chiama « termine fondamentale » ed è uno dei termini dello « stato normale » dell'atomo. L'assorbimento avviene proprio nelle condizioni inverse; se l'atomo non è già eccitato il termine di partenza è il termine fondamentale.

II) *Il principio di selezione:*

Non tutti i passaggi fra due stati energetici sono però egualmente probabili, anzi alcuni sono addirittura esclusi, almeno in condizioni normali di eccitamento (cioè in assenza di campi elettrici, come nell'effetto STARK-LO-

SURDO, o magnetici esterni, di temperature troppo alte, di influenze di relatività, ecc.). Dalla probabilità di un dato salto dipende l'intensità della linea ad esso corrispondente, sicchè a quelli proibiti non corrispondono delle linee. Le leggi, che regolano i vari passaggi ammessi, sono, per i vari quanti, le seguenti: l'indice i si riferisce allo stato iniziale, f al finale)

a) per m e per m'

$m_f - m_i = \pm 1$ dà origine a onde oscillanti circolarmente in senso positivo o negativo;

$m, m_f - m_i = 0$ dà origine a oscillazioni parallele alla direzione del campo; è escluso però $m_f - m_i = 0$ se $j_f = j_i$;

b) per j ,

$j_f - j_i = \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}$ escluso però $j_f - j_i = 0$;

c) per m''

$m_f'' - m_i'' = 0$;

d) per v non esiste alcuna restrizione.

Le leggi per s e per l sono meno rigorose, nel senso che invece d'una proibizione assoluta, si tratta d'una minore probabilità di passaggio, in condizioni normali e precisamente:

e) per s

la massima intensità, specialmente se la distanza delle linee del multipletto è piccola, la hanno le linee, per cui

$s_f - s_i = 0$, ma si conoscono anche combinazioni con

$s_f - s_i = \pm 1$ e persino

$s_f - s_i = \pm 2$ con intensità sempre minori;

f) per l

la questione è qui un po' più complessa, perchè bisogna considerare contemporaneamente anche i λ . Chiamato $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_N$ il « grado » del termine, e denotando quest'ultimo:

termine	ordinario, primo, secondo, terzo, ecc.
secondo che il grado $\lambda =$	0 1 2 3 »

la regola di selezione dice:

1) se λ_f e λ_i sono ambedue pari o ambedue dispari

$l_f - l_i$ è dispari e precisamente a preferenza $= \pm 1$;

2) se λ_f e λ_i sono l'uno pari e l'altro dispari

$l_f - l_i$ è pari e cioè di solito $= 0$, eccezionalmente $= \pm 2$.

Passiamo finalmente a trattare il problema fondamentale, enunciando le regole che permettono di determinare la specie e la molteplicità dei gruppi di serie, dati i quanti di gruppo degli elettroni.

I) Il principio di unicità.

Due elettroni di un atomo non possono mai avere il termine con gli stessi quanti λ , ν , μ' e μ'' ; sono ammessi invece tutti gli altri termini.

II) Il principio di composizione.

Se ad un atomo di N elettroni (ione), che ha un termine con valori determinati di m' e m'' , aggiungiamo ancora un elettrone con un termine con μ' e μ'' , otteniamo un atomo di $N+1$ elettroni col termine che ha

$$M' = m' + \mu', \quad M'' = m'' + \mu'';$$

in cui coppie di quanti che hanno gli stessi valori sono da considerarsi come differenti, o da contare più volte, se derivano da termini con quanti diversi.

Se i quanti magnetici del nuovo elettrone possono assumere tutti i valori consentiti dal loro campo di variabilità, il principio si può anche esporre così:

Se all'atomo di N elettroni (ione), con i termini che hanno i quanti l e s aggiungiamo un elettrone con i termini con λ e $\sigma = \pm \frac{1}{2}$ si ottiene un atomo di $N+1$ elettroni che ha tutti i termini con i quanti L e S , in cui

$$l + \lambda \geq L \geq |l - \lambda| \quad \text{e} \quad S = s \pm \frac{1}{2} \quad (\text{se } s = 0, \text{ solo } S = +\frac{1}{2}).$$

Il principio di composizione permette di determinare univocamente i quanti dei termini dell'atomo dati quelli degli elettroni. I valori risultanti non dipendono cioè dall'ordine in cui si prendono i singoli elettroni componenti. Stabiliamo quindi anche:

III) Il principio di uniformità.

Termini di un atomo con gli stessi quanti, derivanti da termini dei singoli elettroni che hanno i quanti eguali, non si distinguono l'uno dall'altro anche se l'ordine degli elettroni componenti è diverso, e contano per un termine solo.

La variabilità dei quanti magnetici del nuovo elettrone può però esser limitata dal I) principio.

Diremo che due elettroni i cui termini hanno lo stesso valore di v appartengono al medesimo *gruppo* e quelli che hanno lo stesso valore di v e di λ allo stesso *sottogruppo*. Dalla tavola II unita al I) principio deriva: nessun termine d'un atomo può derivare da più di $2(2\lambda + 1)$ elettroni dello stesso sottogruppo o da più di $2(v + 1)^2$ dello stesso gruppo.

Possiamo ora derivare alcune conseguenze dai nostri tre principi.

A) Un atomo formato da sottogruppi completi di elettroni ha un solo termine con $L = 0$, $S = 0$. — *Legge di stabilizzazione.*

B) Un atomo formato da sottogruppi completi, tranne uno solo, che comprende α elettroni, ha gli stessi termini dell'atomo con gli altri sottogruppi completi ed a cui mancano α elettroni nel sottogruppo incompleto. — *Legge di reciprocità.*

È facile di costruire, almeno per i primi sotto gruppi, una tavola completa dei termini corrispondenti ad un solo sotto gruppo incompleto. Il valore costante di v è irrilevante, basta considerare quello di λ e precisamente per $N = 1, 2, \dots, (2\lambda + 1)$. E cioè si può o scrivere tutte le combinazioni dei termini degli N elettroni col quanto λ , consentite del I) principio, e poi, applicando il II) e il III) derivare i gruppi possibili di l , s .

m' , m'' per l'atomo, oppure usare una regola ricorrente da λ a $\lambda + 1$. Risultano sempre termini di serie spettrali, cioè multipletti completi, che soddisfano alle condizioni di variabilità dei quanti magnetici; vale a dire, per ogni valore di l e di s esistono tutti i valori corrispondenti di m' e m'' .

TAV. III: I termini $^{\lambda}l$ corrispondenti ad elettroni equivalenti.

$\lambda = 0$ $2\lambda + 1 = 1$		1 3	2 5	3 7
k ± 7				^{10}
± 6				^{23}
± 5			^{10}	^{31} ^{33} ^{35}
± 4			^{22}	^{40} ^{44} ^{42} ^{43} ^{46}
± 3		^{10}	^{12} ^{31} ^{14} ^{33}	^{50} ^{54} ^{52} ^{53} ^{56}
± 2		^{21}	^{21} ^{23} ^{41} ^{22} ^{24} ^{22} ^{25} ^{23}	^{61} ^{63} ^{65}
± 1	^{10}	^{12} ^{31}	^{12} ^{31} ^{10} ^{13} ^{31} ^{23} ^{14} ^{34} ^{52} ^{14} ^{33} ^{12} ^{16} ^{32} ^{35}	^{73}
0	^{20}	^{22} ^{40}	^{21} ^{23} ^{41} ^{22} ^{24} ^{22} ^{25} ^{43}	^{20} ^{23} ^{42} ^{24} ^{60} ^{22} ^{26} ^{44}

Nella terza tavola sono contenuti i valori della formula simbolica $^{\lambda}l$, in cui $\tau = 2s + 1$, per $\lambda = 0, 1, 2$ in funzione di $k = N - (2\lambda + 1)$; per $\lambda = 3$ sono indicati solo i termini col massimo valore di s .

Siamo ora in grado di sviluppare in via spettroscopica la geniale idea del BOHR sulla formazione del sistema periodico degli elementi con la « captazione » successiva di elettroni. Essa si fonda sul concetto dello

« stato normale » dell'atomo, cioè di quello stato in cui tutti gli elettroni hanno la conformazione energetica relativa più bassa possibile. Lo stato normale di un atomo si determina per ricorrenza con i seguenti due principi:

IV) *Il principio di costruzione.*

Lo stato normale di un atomo di $N + 1$ elettroni si determina da quello dell'atomo di N elettroni (ione) aggiungendo a quest'ultimo un elettrone del sottogruppo più basso possibile con tutti i termini consentiti ancora dal I) principio e applicando il II) principio per ottenere i termini risultanti.

V) *Il principio di graduazione energetica degli elettroni.*

Il sottogruppo più basso possibile per un nuovo elettrone in presenza di altri elettroni il cui sottogruppo è già fissato si determinano di regola scegliendo in primo luogo quel valore di ν che è il più piccolo fra quelli ancora liberi; in secondo luogo quel valore di λ che è il più piccolo fra quelli ancora liberi, secondo la tavola I e il I) principio.

Questa regola soffre talora alcune eccezioni, che però non si possono prevedere in base a principi generali; esse derivano da considerazioni fatte sopra dei presunti modelli meccanici o quanto-teoretici dell'atomo. Esse rappresentano nel nostro modo di trattamento l'unica lacuna, che dovremo colmare di volta in volta con dati di carattere empirico dedotti dalle esperienze spettroscopiche sia ottiche, che Röntgen e dalle proprietà chimiche e magnetiche degli elementi — dati che d'altronde danno sempre risultati fra loro concordanti. — In seguito a tali eccezioni il sistema degli elementi, invece di essere perfettamente periodico, come lo richiederebbero il I) e il V) principio combinati, mostra in alcuni punti delle intromissioni derivanti dallo sviluppo successivo di sottogruppi, che si sarebbero dovuti chiudere prima. Gli spostamenti che risultano in realtà sono sempre piccoli cioè il ν cresce irregolarmente di una o di due unità al massimo, mentre il λ mantiene sempre il minimo valore consentito dalla precedente scelta del ν .

La graduazione energetica dei sottogruppi degli elettroni negli elementi noti è nella forma simbolica ν_λ :

$$0_0 \quad 1_0 \quad 1_1 \quad 2_0 \quad 2_1 \quad \underline{3_0 \ 2_2} \quad 3_1 \quad \underline{4_0 \ 3_2} \quad 4_1 \quad \underline{5_0 \ 4_2 \ 3_3} \quad 5_1 \quad \underline{6_0 \ 5_2} \dots;$$

le parentesi denotano che fra gli stati fra esse inclusi esiste circa la parità energetica, nel senso che talora prevale il primo, talora il secondo di essi, finchè il primo non è completamente esaurito; da allora in poi il secondo continua regolarmente il suo sviluppo.

Seguono ora:

VI) *I principi di graduazione energetica dell'atomo.*

Come abbiamo detto lo stato normale comprende sottogruppi completi e incompleti (di questi ultimi tre al massimo). I sottogruppi completi (che, come abbiamo visto, danno un termine spettrale con ^{0} , che non contribuisce per nulla ai termini dell'atomo), purchè sieno seguiti da altri elettroni, si distinguono per la loro stabilità. Gli elettroni che nello stato normale si trovano in questi sottogruppi si dicono « interni » o « stabilizzati »

e l'allontanamento di essi e la loro sostituzione con altri dà origine a raggi X, ed esorbita quindi dal campo prefissoci. Noi consideriamo quindi soltanto degli atomi, che hanno mantenuti al loro posto tutti gli elettroni che nello stato normale sono stabilizzati.

Gli altri elettroni, cioè quelli che nello stato normale appartengono o a sottogruppi aperti, o all'ultimo sottogruppo, anche se completo, si chiamano « luminosi », « emittenti », « di valenza », « periferici » ecc. Tutti o parte di essi possono assumere termini più alti di quelli che essi occupano nello stato normale, purché essi sieno consentiti dal I) principio. L'atomo si dice allora « eccitato ».

α) Per gli stati più prossimi allo stato normale, cioè se gli elettroni emittenti si trovano in sottogruppi di poco superiori, e certamente per lo stato normale se è aperto un solo sottogruppo o se sono tutti completi vale l'« *ordine normale dei termini* », che sottostà alle seguenti leggi:

- 1) fra i termini derivati da elettroni tutti dello stesso λ e ν sono più bassi quelli che hanno l' s più grande;
- 2) fra i termini che hanno lo stesso s sono più bassi quelli che hanno il massimo l .

I termini della tavola III sono quindi ordinati secondo grandezza; il termine inferiore e più a destra è più basso di tutti gli altri derivati da elettroni dello stesso sottogruppo, esso è stampato in carattere marcato.

3) Il termine di serie più basso di tutto lo spettro è contenuto fra quelli dello stato normale. Il termine più basso del suo multipletto si chiama il « termine fondamentale » dello spettro; esso è determinato dalla regola:

4) Se il valore di k nella terza tavola è negativo il multipletto è diretto, cioè vale la definizione regolare per j e ad j minore corrispondono termini più bassi, se k è negativo il multipletto è inverso, vale per j la seconda definizione ed i termini più bassi corrispondono agli j maggiori.

Ora seguono due leggi quantitativamente più precise, dovute a LANDÉ:

5) *Regola degli intervalli.*

La differenza d'energia fra i due termini successivi d'un multipletto. a cui competono i quanti j e $j+1$, è in generale piccola in confronto alle altre differenze finora considerate, e, per lo stesso multipletto, è proporzionale a $j+1$.

Più precisamente, per la distanza di un termine del multipletto dal centro di gravità di esso vale la formula:

$$\Delta\nu = \text{cost. } \gamma,$$

in cui la costante è indipendente dagli j e

$$\gamma = \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2ls}.$$

6) *Regola dei « g ».*

a) In un campo magnetico debole la scomposizione è piccola rispetto a quella dei termini del multipletto e precisamente essa è

$$\Delta\nu = \text{cost. } H \cdot m \cdot g$$

in cui la costante è determinabile in funzione di costanti universali, H è l'intensità del campo e g si esprime con i quanti del multipletto con la seguente formula

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$

b) Per campi magnetici forti, cioè se la scomposizione è dell'ordine di grandezza di quella dei termini del multipletto o ancora più grande, vale invece la formula

$$\Delta\nu = \text{cost. } H \cdot (m' + 2m'')$$

con la stessa costante di prima.

c) Per campi magnetici intermedi si fanno sentire ambedue gli effetti.

Si può anche provare il « *Teorema delle somme dei g* » che vale tanto per il caso a), che per b) e c). Esso è sufficiente alla determinazione dei valori di g e si espone nella forma:

$$m \Sigma g = \Sigma (m' + 2m''),$$

il sommatorio esteso a tutti i valori di j che corrispondono ad un valore fisso di m ; tutti gli altri quanti rimangono costanti.

Le regole finora esposte valgono, come si è già detto, soltanto per l'« ordine normale », cioè con tanta maggiore approssimazione

a) per lo stesso atomo, quanto minori sono i valori dei ν_k e quanto più bassi sono i termini considerati.

b) per atomi diversi, quanto minore è il numero di elettroni dell'atomo.

β) Però per ν_k superiori e per grandi N la graduazione energetica può essere completamente sconvolta e i termini dello stesso multipletto si possono allontanare l'uno dall'altro e possono convergere per ν_k crescenti a limiti assai diversi. Abbiamo però anche qui una guida in una legge che mette capo al I) principio, cioè il

Principio della ionizzazione dell'atomo per i limiti dei termini.

Procedendo al limite per $\nu_k = \infty$, mantenendo costanti tutti i valori degli altri ν , un termine fissato d'un multipletto tende anche ad un valore fisso, che è precisamente il termine dell'ione da cui esso deriva per il principio di composizione con l'aggiunta del k^o elettrone, cioè di quello di cui ν_k è variabile.

γ) Si può aggiungere che in generale il termine d'una data serie cresce col crescere di ν_k se si eccettuino alcuni valori singoli non molto grandi del ν_k stesso.

La graduazione dei termini superiori delle serie è quindi ricondotta a quella dei termini dell'ione con un elettrone di meno e si può ricorrere di volta in volta al principio di composizione o preparare una tavola per tutti i casi possibili, applicando una regola ricorrente da λ a $\lambda + 1$ per il nuovo elettrone sopraggiunto.

Abbiamo quindi risolto il problema postoci cioè di dare delle regole che consentano

1) di dare un'enumerazione completa dei termini di uno spettro qualunque;

2) di graduare i termini almeno per i primi e per gli ultimi valori dei quanti principali, e quindi, per continuità, esclusi certi valori singolari, anche per i termini intermedi.

Non dobbiamo nasconderci però che l'attuazione pratica del programma è alquanto faticosa, specialmente dove esistono molte possibilità per gli atomi dello stesso numero di elettroni, cioè dove si sviluppano due o tre sottogruppi energeticamente pari. Il tratto più complesso è quello in cui subentrano nuovi elettroni nei sottogruppi 5., 4., 3.; esso corrisponde agli elementi del sistema periodico chiamati « terre rare ». Di fatti gli spettri di questi elementi non sono ancora completamente decifrati. Dove le possibilità teoriche sono molte è ovvio di considerare soltanto quei casi che sono suggeriti dall'esperienza spettroscopica e da altre considerazioni chimiche, meccaniche, magnetiche, ecc. È utile pure di ricorrere ad analogie con sistemi elettromagnetici in moto (modelli d'atomo), applicando, dove è sufficiente, la meccanica classica, altrimenti quella quantica, quella ondulatoria, quella relativistica, secondo che esse si dimostrano utili allo scopo.

In una prossima comunicazione esporrò alcune applicazioni dei principi qui enunciati e si vedrà, come gli spettri empirici corrispondano con pochissime eccezioni a quelli dedotti teoricamente con le nostre leggi.

Settembre 1927.

I LAVORI DEL VOLTA E DEL DALTON SU LE TENSIONI DEI VAPORI

Nota di G. ALIVERTI

Il R. Istituto Lombardo di Scienze e Lettere ha testè pubblicato i discorsi pronunciati, nell'adunanza del 23 giugno u. s., per commemorare il Centenario della morte di ALESSANDRO VOLTA.

Ai discorsi, nell'appendice al fascicolo che li raccoglie, fanno seguito due Note del prof. F. GRASSI; la prima riguardante « I lavori del VOLTA e del GAY-LUSSAC su la dilatazione degli aeriformi per l'azione del calore », la seconda « I lavori del VOLTA e del DALTON su le tensioni dei vapori ». Entrambe le Note hanno lo scopo di esaminare la questione della priorità del VOLTA tanto sul GAY-LUSSAC quanto sul DALTON; esame che il prof. GRASSI non aveva potuto fare in tutta l'estensione desiderabile, data la brevità impostagli dalle circostanze, nel suo discorso pronunciato il 23 giugno.

Delle due Note, entrambe interessantissime per la brillante esposizione e la documentazione ampia ed esauriente fatta dal prof. GRASSI, richiama in particolar modo l'attenzione quella riguardante i lavori del VOLTA e del DALTON su la tensione dei vapori, poichè i documenti citati e comprovanti le ricerche, e i risultati delle ricerche compiute dal VOLTA sull'argomento, appartengono, per la maggior parte, alla serie dei manoscritti finora inediti. Non mi pare dunque di fare cosa inutile riassumendo, per i lettori della Rivista del N. C., i documenti comprovanti la priorità del VOLTA anche nelle ricerche sulle tensioni dei vapori; non riassumerò la Nota riguardante i lavori del VOLTA e del GAY-LUSSAC, perchè al proposito nel N. C. il prof. AMERIO ha pubblicato recentemente una Nota ⁽¹⁾.

La priorità del VOLTA sul DALTON si riferisce a tre leggi che si trovano nella Memoria pubblicata dal DALTON nel 1802, Memoria molto vasta riguardante gas e vapori. La prima, sulle tensioni del vapor d'acqua alle diverse temperature, dice, secondo DALTON, che se la temperatura varia secondo una progressione aritmetica, la tensione del vapore varia in « modo simile » a quello dei termini di una progressione geometrica. La seconda legge dice che « la forza del vapore di tutti i liquidi è la stessa a uguale distanza sopra o sotto le varie temperature alle quali essi bollono ». Infine la terza afferma

⁽¹⁾ « Nuovo Cimento », giugno 1927, N. 6. Il prof. AMERIO accenna brevemente anche alla questione della priorità del VOLTA sul DALTON e la conclusione a cui giunge dipende dal fatto che non gli erano ancora noti i numerosi documenti comprovanti le ricerche di VOLTA.

che la tensione dei vapori « sotto qualsivoglia pressione di altro fluido elastico è la stessa che nel vuoto ».

Il Cartellario Voltiano permette di asserire che parecchi anni prima del 1802 il VOLTA era pervenuto alla enunciazione di queste leggi.

Nel 1794 il VOLTA in una lettera al LICHTENBERG scriveva: « Par un degré donné de chaleur dans un espace donné il subsiste toujours la même quantité de vapeurs, et celles-ci exercent la même pression, que l'espace soit vide ou rempli d'air, et de quelque densité qu'il soit... En un mot la présence ou l'absence de l'air est chose indifférente. Mes expériences m'ont montré ainsi une belle progression dans la densité et pression élastique des vapeurs c. à d. une progression en raison duple de 16 en 16 degrés de chaleur depuis 32 d. jusqu'au degré de l'eau bouillante. J'ai decouvert aussi d'autres belle lois, et un rapport et correspondance merveilleuse entre les vapeurs de l'eau et celles de plusieurs autres liquides, que je ne puis pas vous expliquer ici... ».

Un anno dopo, nelle lettere al LANDRIANI e al VASSALLI scriveva: « La forza del vapore cresce in una progressione geometrica, crescendo il calore in una progressione aritmetica ». « Questa stessa progressione ha luogo come pel vapore acqueo, così pure per ogni altro vapore elastico, cioè dello spirito di vino, dell'etere ecc... la differenza stando solo nel grado di calore richiesto a produrre il vapore di tal densità e forza elastica, che equilibri una data pressione p. e. una di 28 poll. di mercurio (giungendo al qual termine circa bolle il liquido nei vasi aperti, come si sa). Or dunque essendo la temperatura richiesta all'indicata forza del vapore 80 gradi per quello dell'acqua, 64 gradi per quello dell'alcool e 31 per quello dell'etere ossisolforico, diminuirà in tutti essa forza e pressione di poll. 15, e ridurrassi quindi a poll. 13 ove scemi la rispettiva temperatura di 16 gr... e similmente crescerà in tutti di 30 poll.... se invece s'innalzi la rispettiva temperatura di 16 gradi portandola per vapor acqueo a 96, per quello dell'alcool a 80, per quello dell'etere a 47 ecc. ». « La quantità di vapore elastico è la stessa in uno spazio, sia esso vuoto d'aria, sia occupato da aria di qualsiasi densità ».

Il poscritto alla lettera al VASSALLI che conteneva queste leggi veniva pubblicato nel 1876 negli Annali di Chimica del BRUGNATELLI.

Oltre agli enunciati delle leggi, si trovano nel Cartellario Voltiano documenti numerosi e importanti riguardanti gli apparecchi usati per le esperienze, il modo di sperimentare e anche numerosi calcoli fatti dal VOLTA sui numeri dedotti dalle esperienze eseguite.

Nella lettera al VASSALLI, già citata, dice il VOLTA: « Per tali esperienze sopra i vapori ho immaginati e costruiti varj apparati, che meritano d'essere descritti, e lo farò pubblicando alcune Memorie su questa materia bellissima e importantissima, che ho già abbozzato, ma che non so quanto potrò terminare ».

Il 5 maggio e il 17 giugno 1795, nell'Aula Magna dell'Università di Pavia, in occasione di lauree, il VOLTA diceva due discorsi, entrambi riguardanti l'argomento che ci interessa. Dal secondo di questi discorsi si hanno notizie molto importanti. In esso VOLTA dice di esperienze che ha « mostrato nel decorso di ben tre anni sì in particolare ad alcuni colleghi e amici conna-

zionali ed esteri, che pubblicamente nel Teatro di Fisica » in quell'anno e nel precedente.

In questo discorso non parla che della tensione del vapore acqueo rimanendo « ad altra occasione » il dire « dei vapori di alcoole, di etere e di altri liquori, e sopra la forza del vapore sia acqueo sia qualunque altro in spazi non più vuoti ma occupati dall'aria di qualunque densità ».

Le esperienze, per la maggior parte, le aveva fatte valendosi del vuoto torricelliano, esperienze queste che gli sembravano « le più dimostrative e che meritano la maggior considerazione ». Egli scrive di aver costruito « un doppio pozzo profondo di mercurio, formato da due canne di ferro chiuse in fondo e terminanti in cima in una larga tazza comune ». « Per dare al liquido ed al vapore insieme la temperatura che voglio, adatto al tubo torricelliano, una specie di bicchiere forato nel piede, che scorre mediante un turacciolo di sughero parimenti forato su e giù per il tubo e che riempio poi, secondo fabbisogno, di ghiaccio, d'acqua fredda, tiepida, calda a 50, 60 e più gradi, misurando il calore di tal bagno e quindi anche del liquido e del vapore alla cima del tubo circondato da esso bagno con un termometro comune immersovi, delicato ed esatto...; quando voglio avere li 80 gradi o dippiù, ed osservare per tal calore la pressione che esercita il vapore, in fondo nel bicchiere dell'olio caldo 90 e più gradi... ».

Osserva i valori della tensione durante il periodo del raffreddamento del bagno, perchè « è più spediente di osservare e notare quando il calore ha cominciato già da qualche tempo, e continua a dar addietro, potendosi fare le osservazioni grado per grado, ed essendo, durante tal marcia retrograda e lenta molto più uniforme la temperatura del vapore nel tubo e quella del bagno che lo circonda, che non subito dopo versata l'acqua o l'olio caldo nel bicchiere, con che anche si va di salto molti gradi sopra e sfuggono all'osservazione i gradi intermedi: la qual cosa non accade nel raffreddamento progressivo, il quale ci offre il comodo di osservare le differenze, come abbiamo detto, grado per grado ».

Per le tensioni superiori a quella corrispondente alla temperatura di 80° R. gli serviva un tubo a U a rami disuguali, uno corto chiuso e l'altro molto lungo e aperto. Introduceva il liquido, destinato a dare il vapore in esame, sopra il mercurio nel ramo corto e immergeva quella porzione di apparecchio nel bagno a olio riscaldato convenientemente.

Dal suo corso di Lezioni sul calore, posteriore al 1795, si sa fino a che limite abbia spinto queste esperienze poichè in esso al §98 dice: « queste esperienze al di là della pressione di 4 atmosfere non le ho fatte nè conto di farle, riuscendo troppo imbarazzanti e difficili ».

Per scoprire le leggi che riguardano i vapori il Volta eseguì numerosissimi calcoli; lo attestano ben 430 pagine, autografe, contenute nel Cartellario Voltiano, ricoperte da poche note e considerazioni e piene invece di appunti di esperienze e di lunghi calcoli i cui risultati sono poi raccolti in tabelle. Questi autografi si possono dividere in due gruppi distinti, l'uno costituito da manoscritti tutti anteriori al 1795, l'altro da manoscritti posteriori alla Memoria di Dalton.

L'avere il Volta ripreso ad occuparsi della questione dopo la pubblicazione del Dalton dipende probabilmente dal fatto che una delle tre leggi sui vapori, enunciate dal Dalton, non s'accordava con la sua. Infatti nella Memoria del Fisico Scozzese questi, riportando i risultati numerici delle sue determinazioni scrive: « In questo modo appare che si ha un rapporto uniformemente decrescente » — fra i valori delle tensioni corrispondenti a temperature in progressione aritmetica — « e possiamo quindi estendere a grande distanza la tabella delle forze ad entrambi gli estremi senza l'aiuto di sperimenti ». Il Volta a proposito di questa extrapolazione scrive: « è difettoso » (il calcolo) « e conduce a dei paradossi » e in un altro manoscritto: « Dunque progredendo ad oltre 85 gradi sopra gli 80 termine della ebullizione, cioè arrivando a gradi 165 non crescerebbe punto più l'elasticità e pressione del vapor acqueo, seguendo questo calcolo di Dalton, e col passare più innanzi l'esponente divenendo minore di 1, cioè 0,85; 0,70; 0,55 ecc. ne verrebbe l'assurdo, che diminuirebbe, crescendo il calore, la forza dei vapori, e finalmente ridurrebbersi a nulla verso i gradi 200 » — i 482° F. —. Il Dalton aveva extrapolato fino a 325° F.

Naturalmente non si vuole con questo togliere valore alla Memoria di Dalton che rappresenta un ampio e complesso studio, su gas e vapori, di indiscusso valore. Lo scopo di questo sunto è di richiamare l'attenzione degli insegnanti di Fisica sulla priorità del Volta per quanto riguarda le tre leggi sui vapori. Il Volta stesso in un importante discorso sui vapori tenuto il 14 giugno 1804, all'Università di Pavia, in occasione di laurea, ebbe a dire: « E se debbo nominar qualcuno anche dell'Italia nostra, e se la modestia deve qualche volta far luogo alla verità, e ad un giusto orgoglio nazionale, vi dirò che sono stato ancor io uno dei primi ad applicarmi a simili ricerche sperimentali, che mi parvero importantissime a più di un riguardo; che me ne sono cioè occupato contemporaneamente a Bétancourt, ed anche prima; che le ho del pari molto estese, anzi più di lui, con varj apparati di mia invenzione... e quali apparati esistono in questo pubblico gabinetto di Fisica, e posso mostrarli quando che sia; che infine convengono i miei risultati... quasi perfettamente con quelli del Dalton, nelle quali esperienze e risultati io l'ho per conseguenza preceduto di vari anni.... Mi restringerò ad accennarne i principali, ossia alcune delle leggi che abbiamo scoperte, tant'io quanto Dalton, io prima, egli dopo, ma senza sapere uno dell'altro ».

È dunque perfettamente giusto che la legge sui vapori detta oggi del Dalton si chiami invece legge di Volta e di Dalton, e dobbiamo essere grati al prof. Grassi per avere egli potuto e saputo trarre dal Cartellario Voltiano la prova definitiva di un ulteriore vanto per il grande Fisico onde si onora l'Italia.

Torino, 17 ottobre 1927.

SOPRA LA MISURA DELLA CONDUCIBILITÀ DEGLI ELETTROLITI SENZA IMPIEGO DI ELETTRODI

Nota di FRANCESCO DE PAOLINI

Il problema di misurare la conducibilità degli elettroliti senza fare uso di elettrodi fu oggetto di una serie di ricerche di notevole interesse: però, date le gravi difficoltà che esso presenta, non è stato ancora risolto in modo pienamente soddisfacente. Credo tuttavia opportuno un breve cenno dei metodi migliori ideati in queste ricerche, alcuni dei quali potrebbero con vantaggio essere ripresi in esame e perfezionati.

Insieme ai metodi di misura propriamente detti accennerò pure, data la stretta attinenza con l'argomento, a procedimenti sperimentali che, senza avere i requisiti di un vero metodo di misura, si prestano però assai bene per esperienze dimostrative, di notevole valore didattico, sulla conduzione elettrolitica senza elettrodi.

Conviene notare inoltre che i metodi che sto per descrivere (uno solo eccettuato) si basano sul fenomeno dell'induzione elettromagnetica, mediante il quale vengono generate correnti in circuiti interamente elettrolitici.

I) Particolarmente evidente è il metodo proposto da KAHLEMBERG e realizzato da SCARPA ⁽¹⁾ con la disposizione seguente, che fu studiata soprattutto

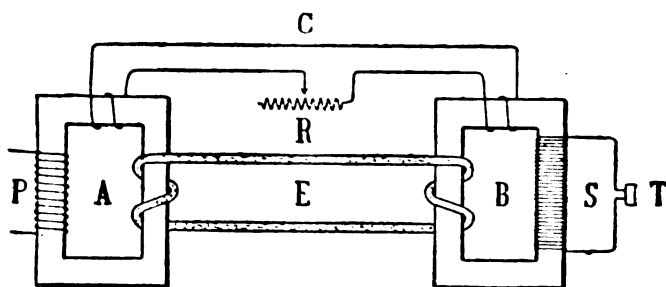


Fig. 1

per esperienze a scopo didattico. Come appare dalla figura 1, si ricorre a due piccoli trasformatori A e B, a circuito magnetico chiuso nel ferro, i quali vengono disposti a qualche metro di distanza per evitare che si in-

(¹) « L'Elettricista », anno XXI, pp. 137-139 (1912).

fluenzino mutuamente. Il primo trasformatore porta un avvolgimento P , formato da un centinaio di spire di filo di rame, in cui si manda corrente alternata di frequenza ordinaria. Sul nucleo del secondo trasformatore si ha pure un avvolgimento S , costituito da moltissime spire di filo di rame, chiuso su un ricevitore telefonico T . In queste condizioni il telefono non dà alcun suono, purchè si riesca ad evitare l'influenza sul secondo trasformatore del flusso magnetico disperso dal primo.

Stabiliamo ora un avvolgimento comune ai due trasformatori per mezzo di un lungo tubo di gomma E , pieno dell'elettrolito in esame; questo tubo forma venti spire sul nucleo del primo trasformatore, si avvolge quindi per altre venti spire sul secondo trasformatore, e si chiude poi su sè stesso a perfetta tenuta. Si ottiene così un circuito interamente elettrolitico, che funziona da secondario pel primo trasformatore e da primario per il secondo. Le correnti indotte nell'elettrolito inducono a loro volta corrente nel circuito del telefono: si genera così in quest'ultimo un suono, che dimostra chiaramente la conduttività dell'elettrolito esaminato.

Per applicare questo dispositivo come metodo di misura (come ha tentato di fare il prof. SCARPA), occorre aggiungere ancora un quarto avvolgimento: intercaliamo ⁽¹⁾ cioè fra le spire del circuito elettrolitico altrettante spire di filo di rame, con l'avvertenza però di avvolgerle nello stesso senso del tubo di gomma sul primo trasformatore, ed in senso inverso sul secondo: questo avvolgimento C si chiude poi su una resistenza di regolazione R , priva di induttanza. Ne risulta così un circuito, che possiamo chiamare di compensazione, il quale ha sul secondo trasformatore un effetto opposto a quello del circuito elettrolitico: i due effetti si compenseranno esattamente se i due circuiti, che si suppongono di eguale induttanza e capacità, verranno ridotti ad avere la medesima resistenza. Appare dunque possibile di determinare la resistenza del circuito elettrolitico, facendo variare la resistenza di regolazione fino all'estinzione del suono nel telefono.

L'esperienza però ha provato che notevoli difficoltà si presentano nella realizzazione di questo metodo, il quale d'altra parte ha scarsa sensibilità: migliori risultati esso darebbe se si riuscisse ad evitare l'influenza, sul secondo trasformatore, del flusso magnetico disperso dal primo, e se la capacità del circuito elettrolitico fosse, come si è supposto, esattamente eguale a quella del circuito di compensazione.

II) Dotato di sensibilità assai maggiore è il metodo di misura che W. S. FRANKLIN e L. A. FREUDENBERGER ⁽²⁾ hanno ideato, valendosi dell'« effetto di reazione » delle correnti indotte sul circuito induttore.

La disposizione sperimentale è indicata in figura 2, ove T e T' rappresentano due piccoli trasformatori a nucleo di ferro. Tali trasformatori devono essere perfettamente eguali, per ciò che riguarda il circuito magne-

⁽¹⁾ Per maggior chiarezza della figura le spire di questo avvolgimento non furono disegnate intercalate fra quelle del circuito elettrolitico.

⁽²⁾ « Phys. Rev. », XXV. pp. 294-302 (1907).

tico e le spirali primarie: essi differiscono soltanto negli avvolgimenti indotti. Infatti, mentre il secondario del trasformatore T' consta di poche spire di filo di rame, e può essere chiuso su una resistenza di regolazione R , il secondario del trasformatore T è costituito semplicemente dall'elettrolito in

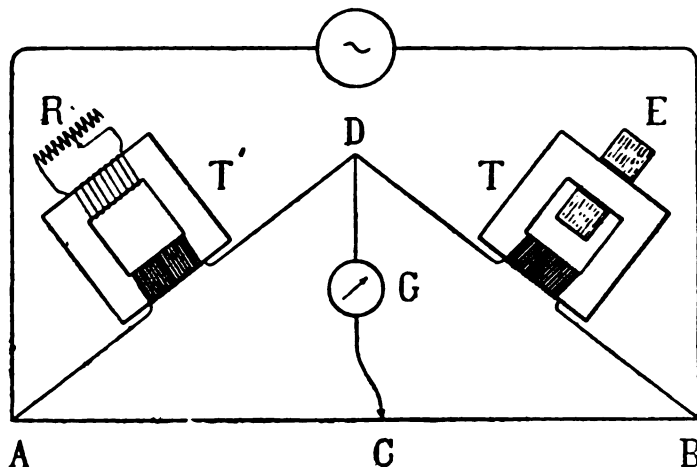


Fig. 2

esame. Il liquido è contenuto in un vaso anulare formato da due cilindri coassiali di vetro, chiusi da due lastre piane, pure di vetro: si ottiene così una cella elettrolitica E , di sezione trasversale costante, che viene investita sul nucleo del trasformatore T .

Gli avvolgimenti primari di T e T' costituiscono due lati di un ponte di WHEATSTONE: gli altri due lati sono formati da un lungo filo calibrato AB , sul quale scorre il cursore C . Al ponte è applicata una tensione alternata di frequenza ordinaria: fra il punto D ed il cursore è derivato un galvanometro G per corrente alternata, di elevata sensibilità.

Per effettuare la misura si regola anzitutto la posizione del cursore sul filo calibrato, in modo da non avere deviazione al galvanometro, quando i circuiti secondari dei due trasformatori sono aperti. Se ora si chiude il secondario di T , riempiendo cioè completamente la cella di vetro con l'elettrolito, l'equilibrio del ponte risulta turbato, proprio come se in serie con il primario del trasformatore venisse inserita una resistenza addizionale. Infatti le correnti che nel liquido si inducono, rappresentano energia sottratta al circuito primario, la cui resistenza « efficace » risulta per tal fatto aumentata: è facile riconoscere anzi che l'aumento è inversamente proporzionale alla resistenza incognita X del circuito elettrolitico.

Per ricondurre il ponte all'equilibrio bisogna chiudere anche l'indotto del secondo trasformatore, e variare la resistenza di regolazione R fino ad ottenere nel primario di T' lo stesso aumento di resistenza che si è verificato in T . Orbene, se il secondario di T' fosse costituito da una sola spira,

come il circuito elettrolitico, la resistenza incognita X sarebbe senz'altro eguale alla resistenza R che si è dovuta inserire per ristabilire l'equilibrio del ponte. Siccome però in pratica conviene che il trasformatore T' abbia un certo numero N di spire secondarie (una decina), tra X ed R passa la relazione $X = R:N^2$.

Dal valore così determinato della resistenza X è facile passare al valore della conducibilità specifica dell'elettrolito, data la forma perfettamente regolare della cella che contiene il liquido in esame.

L'applicazione del metodo riesce però, per varie ragioni, piuttosto difficile e laboriosa: ciò nonostante FRANKLIN e FREUDENBERGER hanno eseguito una serie di misure su parecchie soluzioni di acidi, di sali e di basi, ed hanno trovato per le conducibilità specifiche dei valori, che si accordano abbastanza bene con quelli ottenuti con il metodo di KOHLRAUSCH.

III) Il metodo di L. COHEN ⁽¹⁾ ha stretta analogia con quello di FRANKLIN e FREUDENBERGER, e fu proposto in base alle seguenti considerazioni teoriche. Se come nucleo di un solenoide si pone un recipiente cilindrico pieno di elettrolito, e poi si manda una corrente alternata nel solenoide, si generano correnti indotte nell'elettrolito, le quali determinano una perdita di energia per effetto JOULE e provocano un aumento apparente della resistenza del solenoide.

L. COHEN ha fatto la trattazione matematica dell'effetto di induzione mutua, quale si verifica in questo sistema particolare di conduttori, ed ha potuto così determinare la relazione che passa fra l'aumento di resistenza del solenoide e la conducibilità specifica dell'elettrolito. Tale relazione risulta espressa dalla formula:

$$R = 8\pi^5 f^2 n^2 l r^4 C$$

ove si è posto: R = aumento di resistenza del solenoide, f = frequenza della corrente, n = numero di spire per cm. del solenoide, l = lunghezza della cella elettrolitica, r = raggio della cella, C = conducibilità specifica dell'elettrolito.

Da questa formula si deduce (in base a calcoli eseguiti su dati numerici pratici) che soltanto a frequenze elevate l'influenza dell'elettrolito sul solenoide diventa apprezzabile. A 10000 periodi tale influenza è già considerevole, come risulta dall'esempio seguente: ponendo nella formula: $f = 10^4$, $n = 10$, $l = 50$ cm., $r = 7$ cm., $C = 10^{-9}$ u. e. m., si ottiene per R il valore di circa 3 ohm. D'altra parte la resistenza del solenoide, calcolata da COHEN tenendo conto dell'influenza della frequenza, risultò di circa 55 ohm: ne segue dunque che la variazione di resistenza è del 6 % circa, abbastanza grande per essere determinata sperimentalmente con notevole esattezza.

Questi risultati teorici dimostrano dunque la possibilità di ottenere un metodo, semplice e sensibile, per la misura della conducibilità degli elettroliti senza far uso di elettrodi. La realizzazione sperimentale di questo me-

⁽¹⁾ « Phys. Rev. », XXVI, p. 534 (1908).

todo, dopo quanto si è detto, è evidente: converrà naturalmente ricorrere all'impiego di un ponte di WHEATSTONE, per effettuare con la maggior precisione possibile la misura della variazione di resistenza del solenoide.

Non risulta che COHEN abbia applicato il suo metodo a ricerche sperimentali.

IV) Un altro metodo che merita di essere ricordato, è quello ideato, anni or sono, da GUTHRIE e BOYS ⁽¹⁾: questi sperimentatori cercarono di paragonare le resistenze elettriche degli elettroliti, per mezzo delle azioni ponderomotrici fra un campo magnetico rotante e le correnti da tale campo indotte negli elettroliti. Il campo rotante era ottenuto per mezzo di un sistema di magneti permanenti, animati da un rapido movimento di rotazione: fra le espansioni polari di queste calamite era sospeso ad un filo un vaso cilindrico, pieno di elettrolito. Sotto l'azione del campo il liquido ruotava, determinando quindi una deviazione dell'equipaggio mobile, tanto più grande quanto maggiore era la conducibilità dell'elettrolito esaminato.

GUTHRIE e BOYS poterono studiare con il loro apparecchio soltanto gli elettroliti più conduttori, giacchè il metodo dimostrò di avere una sensibilità molto piccola.

L'esperienza fu ripresa recentemente dal prof. SCARPA ⁽²⁾, che vi introdusse notevoli miglioramenti. Fu così ideato un apparecchio nel quale il campo magnetico rotante viene ottenuto, in modo molto più semplice, per mezzo di un sistema induttore trifase, come nei motori a campo FERRARIS. Nello spazio compreso da tale induttore è disposto il vaso di vetro, che contiene l'elettrolito: nel liquido viene immerso un leggerissimo equipaggio, sospeso ad un bifilare di bozzolo. Tale equipaggio è formato da una sottile bacchetta di vetro e da quattro alette, pure di vetro, attaccate alla bacchetta a 90° una dall'altra.

Anche in questo caso sotto l'azione del campo magnetico l'elettrolito imprime all'equipaggio una coppia deviatrice, equilibrata dalla torsione del bifilare. L'angolo di deviazione dell'equipaggio viene determinato esattamente con il metodo delle letture a riflessione.

Le modificazioni così introdotte nell'esperienza di GUTHRIE e BOYS, hanno permesso di ottenere una sensibilità veramente notevole: l'apparecchio può svelare persino la conduttività dell'acqua di fonte, e può servire per misure relative, abbastanza approssimate, della resistenza degli elettroliti: non si presta invece a misure assolute, per ragioni evidenti.

V) Accennerò infine ad un'altra esperienza del prof. SCARPA ⁽³⁾, ideata a scopo didattico, la quale è specialmente adatta a dimostrare, senza impiego di elettrodi, la conduttività di elettroliti di grandissima resistenza.

⁽¹⁾ « Phil. Mag. », VIII, p. 449 (1879); « Phil. Mag. », X, p. 328, (1880).

⁽²⁾ « Gazzetta Chimica Italiana », LIV (1924).

⁽³⁾ L'Elettricista », anno XXI, pp. 137-139 (1912); « Gazzetta Chimica Italiana », LIV (1924).

Questa esperienza però non rientra nel quadro generale dei metodi precedenti, fondati sul fenomeno dell'induzione elettromagnetica: infatti, come appare dalla figura 3, qui non si ha più un circuito interamente elettrolitico, sede di correnti indotte, ma il liquido conduttore fa parte di un circuito, che comprende il secondario di un rocchetto di induzione R ed un ricevitore

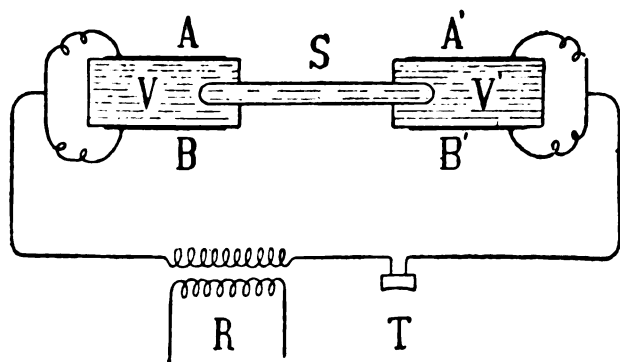


Fig. 3

telefonico T . L'elettrolito è contenuto in due vaschette di vetro V e V' , parallelepipediche, le quali vengono congiunte per mezzo del sifone S . La parte metallica del circuito non termina ad elettrodi immersi nel liquido, ma si connette invece a delle armature di stagnola, che rivestono esternamente le pareti A , B ed A' , B' delle vaschette.

Con questo dispositivo, se si fa funzionare il rocchetto dopo aver tolto il sifone, il telefono non dà alcun suono, purchè le vaschette siano disposte in modo da non influenzarsi reciprocamente per induzione elettrostatica. Ma non appena si inserisce nuovamente il sifone pieno di elettrolito, il telefono entra in funzionamento, e ne risulta così dimostrata chiaramente la conduttività dell'elettrolito.

Si potrebbe tentare pure di ricavare da questo dispositivo un metodo di misura per gli elettroliti di piccolissima conducibilità, per i quali nessuno dei metodi fondati sul fenomeno dell'induzione elettromagnetica può servire. Le difficoltà sperimentali sarebbero però notevoli, e piccola sarebbe la sensibilità del metodo.

Torino, luglio 1927.

CONGRESSO INTERNAZIONALE DEI FISICI

IN ONORE DI ALESSANDRO VOLTA

(Como-Pavia-Roma, 11-20 Settembre 1927)

Nel primo centenario della morte di ALESSANDRO VOLTA, Como, Sua patria, ha nobilmente interpretato il voto d'Italia, di tributargli onoranze degne di Lui, con una serie di Esposizioni, Congressi scientifici, manifestazioni culturali ed artistiche. Per l'adempimento di questo voto sono stati tramiti sicuri il Comitato d'onore, sotto l'alto Patronato di S. M. il Re e la Presidenza di S. E. il Cavaliere Benito Mussolini; il Comitato Esecutivo Presidente Onorario il sen. Marconi, Presidente effettivo l'on. Baragiola, podestà di Como e Segretario Generale il comm. Musa; la Commissione dei Congressi scientifici col Presidente prof. Majorana.

L'omaggio più degno del Grande doveva esser quello tributato dai più eminenti cultori della Fisica pura e dei vari rami dell'Elettrotecnica, riuniti in distinti Congressi a Como per commemorare il loro Pioniere ed in Suo nome affermare e far progredire con proficue discussioni l'indagine scientifica e le applicazioni.

Ed il Congresso internazionale dei Fisici doveva occupare il posto più alto, dalla Fisica provenendo la rivoluzione storica, operata dalla corrente elettrica, la quale da VOLTA s'iniziò.

Si costituì quindi uno speciale Comitato preparatore ed ordinatore del Congresso dei Fisici, sotto la Presidenza dello stesso prof. Majorana, essendone Segretario generale il prof. Aldo Pontremoli dell'Università di Milano, coadiuvato dai Vice-segretari prof. Enzo Pugno Vanoni di Milano e dott. Giulio Dalla Noce di Bologna.

Questo Comitato speciale chiese e felicemente ottenne l'adesione dei più illustri Fisici di ogni nazione, disponendo poi quanto fosse necessario nelle varie sedi del Congresso per la sua migliore riuscita.

Il Comitato generale Comasco delle onoranze a VOLTA, i Comitati locali istituiti appositamente a Pavia e a Roma, le Autorità più cospicue avevano con entusiasmo assunti i loro compiti.

Il Congresso è riuscito un'imponente manifestazione d'omaggio e di lavoro, coronando col suo successo l'opera degli organizzatori, a gloria di VOLTA ed a vanto di Como e della Nazione.

La cerimonia inaugurale si è svolta il giorno 11 settembre al Teatro Sociale di Como. Essa ha avuto speciale carattere di solennità, essendovi convenuti non solo i Fisici, ma anche gli scienziati che si trovavano a Bellagio o a Como per i Congressi internazionali di Elettrotecnica e di Telegrafia e

Telefonia. Il sen. Garbasso, oratore ufficiale, ha pronunciato il discorso commemorativo della figura e delle opere di ALESSANDRO VOLTA, e l'on. Martelli, rappresentante del Governo, dopo elevate parole, ha inaugurato il Congresso.

I lavori del Congresso si sono poi svolti nei giorni 12, 13, 14, 15 e 16 nell'Aula dell'Istituto Carducci, ed il giorno 17 a Pavia, nell'Aula Universitaria dove insegnò VOLTA. Il 19 in Campidoglio i Fisici, di nuovo riuniti coi partecipanti al Congresso internazionale degli Elettrotecnici, hanno presenziato alla commemorazione nazionale di ALESSANDRO VOLTA fatta da Guglielmo Marconi, dopo la quale l'on. Martelli ha dichiarato chiuso, in nome di S. M. il Re, il Congresso internazionale dei Fisici. Ma prima che questi lasciassero Roma, S. E. Mussolini, che vede nelle manifestazioni culturali specie se internazionali un impulso al progresso sociale, volle trattenerli in cordiale convegno a Villa Torlonia.

Del Congresso internazionale dei Fisici, hanno fatto parte tutti gli scienziati, i cui nomi sono già stati pubblicati dal N. C., salvo pochissimi, all'ultimo momento impediti; si debbono aggiungere tra i membri del Congresso i professori Niels Bohr di Copenaghen, D. M. Bose di Calcutta, W. Pauli jr. di Amburgo.

La Presidenza del Congresso è stata tenuta dal prof. Q. Majorana, eletto a tale carica per acclamazione all'inizio dei lavori, su proposta del prof. H. A. Lorentz, confermandosi il Segretario generale ed i Vice-segretari.

Quali Segretari aggiunti per le sedute del Congresso il prof. Antonio Carrelli dell'Università di Napoli, il dott. Giorgio Diaz de Santillana, il dott. Lauro De Bosis, i signori Artone Mayer e Giovanni Gallarati colla compilazione francese dei sunti delle comunicazioni distribuite ai Congressisti all'inizio di ogni seduta, colla loro opera d'interpreti e colla cura intelligente di quanto potesse rendere vie più gradito il soggiorno ai Congressisti hanno felicemente contribuito al successo.

Per la prima volta al mondo tutte le discussioni del Congresso furono diffuse per mezzo della Radio, compito che fu generosamente e brillantemente disimpegnato dalla International Standard Electric Corporation.

Si riporta la traduzione italiana dei sunti delle comunicazioni, già compilati in francese a cura della Segreteria del Congresso ⁽¹⁾.

...

Sulla struttura degli atomi radioattivi e l'origine dei raggi α - E. RUTHERFORD (Cambridge) — Per mettere d'accordo i dati contrastanti sulla dispersione delle particelle α prodotta dalla materia — i quali indicherebbero una differenza di natura e d'azione nelle forze cir-

(1) Il resoconto integrale delle comunicazioni e discussioni, ciascuna nella lingua propria del Congressista, sarà pubblicato negli « Atti del Congresso » in corso di stampa, Editore Nicola Zanichelli in Bologna.

cum molecolari, secondo che si tratta di atomi pesanti o leggeri — l'A. è condotto a suggerire che la regione del nucleo pesante, compresa tra $1,5 \times 10^{-12}$ cm. e 7×10^{-12} cm. possa essere occupata da particelle elettricamente neutre.

Il calcolo mostra che, mentre è possibile che delle particelle positive stiano in equilibrio in questa regione, questo non avviene per un satellite neutro, che si suppone influenzato da forze attrattive, dovute alla distorsione, o polarizzazione della sua struttura per effetto del campo elettrico o magnetico, avente la sua origine nel nucleo. Il calcolo mostra che queste forze attrattive sarebbero dell'ordine di grandezza necessario a mantenere il satellite in equilibrio sopra un'orbita definita da condizioni quantiche semplici.

L'A. espone successivamente alcune applicazioni di questa teoria di problemi relativi all'energia di emissione delle particelle α , all'origine dei raggi γ e alla struttura del nucleo.

Questo (nel caso degli atomi pesanti) avrebbe un nucleo centrale positivo, composto probabilmente di nuclei d'elio e di elettroni, di raggio 1×10^{-12} .

Nella regione compresa fra questo e $1,5 \times 10^{-12}$ potrebbero circolare dei satelliti positivi, trattenuti al nucleo da forze di distorsione. Viene quindi una regione, fino a 6×10^{-12} , occupata da satelliti neutri, retti dal campo del nucleo centrale.

Spettri di bande e legami chimici - J. FRANCK (Göttingen) — I. L'A. dà un nuovo metodo ottico per la determinazione del lavoro di dissociazione delle molecole, sia normali che eccitate, basato sulla determinazione del punto di convergenza di una serie di bande nello spettro molecolare.

Il metodo vale anche per il caso in cui non si possano osservare direttamente i punti di convergenza e persino quando appare la sola parte continua dello spettro. Nel solo caso in cui appaiono, invece che serie di bande, delle bande isolate, il metodo è inapplicabile; è questo il caso in cui l'energia oscillatoria della molecola è la stessa negli stati iniziale e finale. Spettri di tal fatta si presentano quando la forza del legame chimico resta identica a sé stessa nei diversi stati di quantizzazione; mentre negli altri casi il valore di questa forza varia sensibilmente secondo lo stato di eccitazione.

Questa variazione è massima quando appare soltanto lo spettro continuo, cioè quando il salto quantico elettronico genera sempre una dissociazione.

Si può calcolare, ed anche determinare sperimentalmente, l'energia cinetica relativa, colla quale si separano i frammenti di molecole sotto l'azione di una radiazione monocromatica.

Si possono spiegare queste differenze di struttura negli spettri di bande ammettendo una molecola formata di pesanti masse nucleari e di elettroni leggeri.

Nel passaggio ad un nuovo stato quantico il sistema di elettroni si modifica rapidamente, mentre i nuclei sono trattiene dalla loro inerzia. Si creano così, secondo la variazione delle forze di legame, delle quantità più o meno grandi di energia potenziale, che si trasformano periodicamente in energia oscillatoria e possono andare fino alla rottura della molecola. Seguono esempi e la discussione del caso della banda unica.

II. Sulla base delle dissociazioni fotochimiche precedenti, nelle quali non interviene alcun urto fra le molecole, si può dire che una molecola è una combinazione di ioni, quando si dissocia in ioni (caso delle trasformazioni adiabatiche rispetto agli elettroni) e di atomi, se i prodotti di dissociazione sono neutri. Queste definizioni non corrispondono a quelle usate di molecole polari e non polari.

Data l'impossibilità di aumentare l'energia oscillatoria di una molecola adiabaticamente rispetto agli elettroni, si ricorre a procedimenti indiretti.

Nel caso dell'emissione, questi sono basati sul passaggio del sistema elettronico dallo stato fondamentale allo stato eccitato, che permette di giudicare sullo spettro se al limite si ha una dissociazione in ioni o in gruppi non carichi. Nelle esperienze sull'assorbimento, le combinazioni di atomi si distinguono dalle combinazioni di ioni in quanto le combinazioni atomiche possono venir decomposte, per assorbimento di luce, in frammenti di cui l'uno è fornito di carica, oppure ne sono forniti ambedue in senso contrario; mentre nelle combinazioni di ioni si può ottenere, oltre alla decomposizione in frammenti eccitati, anche un'altra in gruppi atomici o molecolari allo stato normale. Questo si spiega partendo dall'ipotesi che la dissociazione è provocata da passaggio del sistema elettronico ad uno stato energeticamente più instabile.

Non si è autorizzati a designare in modo generale una combinazione come atomica o molecolare, poichè la stabilità di queste forme dipende da circostanze esterne.

Recenti lavori collo spettrografo di massa - F. W. ASTON (Cambridge) — Lo spettrografo di massa è essenzialmente un istrumento che permette di risolvere, secondo la massa delle particelle, un fascio composto di particelle di massa diversa, come lo spettrografo decompone la luce secondo la lunghezza d'onda.

Il primo spettrografo di massa, costruito nel 1919, poteva confrontare le masse con una precisione dell'uno per mille, e permise di risolvere la metà degli elementi nei loro isotopi; e si potè mostrare che tutti gli atomi che essi contenevano avevano delle masse espresse da numeri interi, rispetto all'ossigeno, colla sola eccezione dell'idrogeno. Questa regola dei numeri interi giustifica l'ipotesi sulla costituzione unitaria degli elementi in protoni e in elettroni, ordinati in strutture più o meno analoghe. La divergenza dell'idrogeno è dovuta al fatto che il nucleo è un unico protone e che, per conseguenza, non vi può essere « *packing effect* ».

Le divergenze dalla regola sono interessanti a determinarsi, perchè danno una misura del « *packing* ».

Con questo scopo è stato costruito un nuovo spettrografo, che ha un potere risolutivo di 1 a 600 (contro 1 a 130 del precedente), una precisione di $\frac{1}{10.000}$ e che comprende il campo di tutti gli elementi.

Si sono esaminati con questo strumento 57 tipi di atomi. È stata misurata per ciascun atomo una particolare costante, che è la percentuale del suo scostamento da un numero intero rispetto all'ossigeno; questa costante è la « *packing fraction* » e viene espressa in decimillesimi.

Mettendo le « *packing fractions* » in ascisse, coi numeri di massa per ordinate, si trova che tutti gli atomi aventi un numero di massa superiore a 20 hanno una medesima curva.

L'andamento della curva indicherebbe che gli atomi leggeri di numero atomico dispari hanno una struttura esterna comune, poco condensata, e per conseguenza pesante, che non è presente nei nuclei più densi e più stabili di *He*, *C* e *O*.

Incidentalmente, nel corso delle ricerche, è stata fissata la costituzione isotopica del mercurio e del piombo (i cui isotopi principali sono stati stabiliti a 206, 207, 208) e sono stati scoperti due nuovi isotopi dello zolfo, e probabilmente anche del xenon.

Sulla suscettività magnetica dei gas - W. GERLACH (Tübingen)

— Fin qui il punto di partenza per il calcolo della suscettività paramagnetica del gas, delle soluzioni o dei cristalli era la legge di *LANGEVIN*, che attribuisce agli atomi, il cui momento magnetico è m , un asse magnetico rigidamente legato all'atomo stesso. Sviluppando una teoria dell'azione orientatrice del campo sugli atomi sottoposti a leggi cinetiche, si ottiene la suscettività magnetica $X = \frac{m^2}{3kT}$ o la costante di *CURIE* $C_M = \frac{M^2}{3R}$, dove M è il magnetone di *BOHR*.

Avendo le esperienze di *STERN* e *GERLACH* permesso di misurare il momento magnetico degli atomi degli elementi monovalenti, *A. ROTH* ha misurato la suscettività dei vapori degli alcali. Secondo la teoria di *LANGEVIN* C avrebbe dovuto essere 0,12; l'esperienza dà un valore esattamente triplo.

La teoria di *LANGEVIN* deve venir modificata nel senso di una quantizzazione nella direzione; gli assi magnetici non potranno più occupare qualsiasi posizione nel campo, ma saranno obbligati a due direzioni, nelle quali gli assi dei momenti saranno orientati parallelamente o antiparallelamente al campo.

L'eccesso degli atomi orientati parallelamente su quelli orientati antiparallelamente dipende dalla temperatura, come ammette la teoria di *LANGEVIN*.

Ma secondo la teoria cinetica non è permesso di pensare ad un'orientazione fissa degli atomi; ne segue che nei metalli alcalini l'asse magnetico non è legato rigidamente all'atomo. Questo risultato non è soltanto una conferma, data per una via indipendente, della quantizzazione in orienta-

mento, ma anche una conferma degli sviluppi generali della nuova meccanica dei quanta.

Dalle misure eseguite sulla suscettività dei gas magnetici, risulta che non vi è alcuna quantizzazione in direzione nel caso del diamagnetismo.

Le proprietà magnetiche delle famiglie del palladio e del platino e la teoria del paramagnetismo - B. CABRERA (Madrid) — Era prevedibile che lo studio delle proprietà magnetiche delle famiglie del palladio o del platino avrebbero dato dei risultati interessanti dal punto di vista delle teoria del paramagnetismo.

In seguito ad esperienze intraprese con M. DUPÉRIER, che hanno dato per la suscettività atomica dei valori generalmente positivi e piccoli, la cui variazione colla temperatura non sembra in generale compatibile colla legge di CURIE-WEISS, l'A. è portato a supporre che gli strati superficiali dell'atomo si deformino durante gli urti, ritornando alla organizzazione primitiva appena la distanza interatomica sorpassa un certo limite.

Dopo questa riorganizzazione l'atomo deve avere il suo momento primitivo, ma l'asse magnetico può prendere degli orientamenti diversi, le cui rispettive probabilità dipendono dal campo magnetico e dalle azioni dell'ambiente chimico dell'atomo. L'A. ha dimostrato, con J. PALACIOS, che si ottiene anche la legge di CURIE-WEISS, in prima approssimazione.

Ma si era ammesso implicitamente che la durata degli urti fosse del tutto trascurabile di fronte alla durata media dei liberi percorsi e questa ipotesi, giusta per lo stato gassoso, può diventare falsa nel caso dei corpi solidi.

Questo senza dubbio è il caso per gli elementi in questione a causa della debole energia dello strato elettronico superficiale.

Per conseguenza, in un dato istante, dobbiamo considerare il corpo come un miscuglio di atomi magneticamente diversi, il cui tenore relativo è funzione della temperatura. Ciò vuol dire che l'influenza di T su χ deve essere più complessa di quello che indica la legge di CURIE-WEISS. Per quanto stimiamo necessario uno studio più esteso di questa questione, i nostri risultati attuali mostrano già che questo fenomeno ha una parte di primissimo ordine nel comportamento magnetico di questi corpi.

Esperienze sui raggi molecolari - O. STERN (Amburgo) — Un dispositivo sperimentale permette di ottenere dei raggi molecolari di gas in un vuoto spinto. La deviazione di queste molecole in un campo elettrico o magnetico permette di studiarle sotto questo rapporto.

Si possono anche studiare altre questioni essenziali, come si vedrà. Si rivelavano fin qui i raggi per condensazione sopra una superficie raffreddata. Ciò non può farsi che per sostanze facilmente condensabili e d'altra parte non consente alcuna precisione nella misura di intensità.

Un nuovo metodo per le sostanze difficilmente condensabili consiste nel far cadere il raggio sopra una piccola apertura che mette in un recipiente del resto chiuso.

L'aumento di pressione così prodotto nel recipiente è misurato con un manometro ultrasensibile.

Questo metodo ha permesso all'A. (in collaborazione con KNAUER) di ottenere delle misure di intensità con una precisione dell'uno per mille: cosa questa essenziale nella maggior parte dei problemi.

Fra le altre ricerche, si è voluto stabilire se un raggio di molecole di idrogeno è riflesso regolarmente su una superficie piana perfettamente levigata: si è trovato che per angoli molto piccoli (0,001) fino al 6 % del raggio è effettivamente rimandato.

Un reticolo di righe tracciato sulla superficie riflettente permetterà probabilmente di verificare le proprietà ondulatorie, che DE BROGLIE attribuisce alla materia in movimento.

Studi sul paramagnetismo - H. D. BOSE (Calcutta) — La teoria di LANGEVIN è stata corretta nella teoria quantica (PAULI, SOMMERFELD) nel senso di una limitazione del numero delle posizioni, che l'asse magnetico può prendere rispetto al campo (v. anche più sopra la comunicazione di GERLACH).

L'A. ha tentato una spiegazione, che elimina la principale difficoltà, poichè non richiede l'orientazione delle molecole.

Si ammette: 1) che dei due momenti dell'elettrone in orbita chiusa, il momento di rotazione (numero quantico « s ») è il solo che entra in gioco negli effetti paramagnetici;

2) che l'asse magnetico può essere parallelo o antiparallelo al campo;

3) il momento magnetico risultante di un atomo o ione a livello superiore incompleto è uguale alla somma algebrica dei momenti di rotazione degli elettroni di questo involucro, i quali possono orientarsi nel campo.

La teoria così costruita dà:

1) La deduzione della legge di CURIE-LANGEVIN;

2) I numeri di magnetoni contenuti nelle combinazioni degli elementi appartenenti al primo gruppo di transizione, come funzione dei numeri d'elettroni di un livello inferiore incompleto;

3) una spiegazione delle esperienze di STERN e GERLACH sul Fe , e sul Ni ;

4) la spiegazione degli effetti magneto-meccanici ottenuti colle sostanze ferromagnetiche.

Nel caso delle terre rare, i momenti magnetici possono essere ottenuti soltanto combinando i momenti orbitale e di rotazione (HUND) ed ammettendo che il ione magnetico può orientarsi come risulta dalle determinazioni sperimentali di momenti magnetici.

Sulla diffrazione delle onde elettromagnetiche operata da un cristallo - W. L. BRAGG (Manchester) — Quindici anni fa v. LAUE ebbe l'idea di utilizzare un cristallo come reticolo di diffrazione per i raggi Röntgen. Vi sono pochi casi in cui una sola idea geniale abbia avuto

più vaste conseguenze in sì poco tempo. A parte la luce che essa ha gettato sulla dinamica degli atomi, attraverso la precisione delle misure dei raggi X, ci dà un mezzo di discernere la struttura intima della materia; ed è appunto questo lato che ha sempre attirato in modo particolare l'attenzione dell'A.

Il titolo di questa comunicazione è anche quello della sua prima comunicazione scientifica, venuta subito dopo la scoperta di LAUE. Mentre suo padre lavorava sui raggi X collo spettrografo a cristallo inventato da lui, l'A. si serviva dello strumento per studiare la struttura dei cristalli; trovarono in tal modo il mezzo di ricostruire la disposizione reale degli atomi nel cristallo.

La comunicazione rende conto del lavoro fatto in questo campo. Dai primi tipi semplici, studiati in principio, si è arrivati a rappresentare le organizzazioni più complesse, benchè i raggi X non permettano di ottenere una riproduzione reale che partendo da una serie di impressioni separate. Si è arrivati alla struttura degli atomi stessi. Ma le stesse limitazioni dell'istrumento (la lunghezza d'onda dei raggi X) si oppongono ad un ulteriore progresso in questo senso. È la contropartita di quanto accade nel caso del bacillo amicroscopico, che non può essere veduto, qualunque sia l'ingrandimento.

I veri solidi sono tutti cristallini; nel campo inorganico hanno permesso di intendere qualche cosa sulla natura delle forze interatomiche.

Queste ricerche hanno gettato nuova luce sulle idee dei chimici ed hanno condotto a sostituire di frequente l'idea di molecola con quella di un'architettura continua di atomi.

Un campo di lavoro dei più attraenti è stato fornito dai silicati, analoghi dei composti organici nel mondo minerale.

Non soltanto si scoprì la struttura della maggior parte degli elementi, ma si è sulla strada di gettar luce su quella delle leghe; risultato questo che avrebbe un'importanza tecnica incalcolabile. Lo studio dei composti organici ha confermato in un modo sorprendente le induzioni dei chimici.

Insomma, sembra proprio che la tecnica dell'analisi abbia raggiunto il punto in cui potrà verificare sperimentalmente le deduzioni delle diverse teorie sull'atomo, che saranno discusse in questo congresso.

Sulla struttura dei cristalli reali - A. SMEKAL (Vienna) —

— La teoria dei reticoli cristallini ideali, fondata sull'analisi per mezzo dei raggi X permette di prevedere le proprietà termiche ed ottiche. Ma non può estendersi a molti casi, specialmente a quello così importante dei materiali. Ciò dipende dalla rarità dei reticoli ideali, limitati a dei cristalli amicroscopici, anche nei migliori esemplari e alle frequenze delle lacune di regolarità costituzionali.

Queste lacune hanno una influenza determinante sulla resistenza meccanica, la durezza, la conduzione termica, elettrolitica ed elettronica, il comportamento fotoelettrico, la costante dielettrica ecc. Si può ora affrontare una trattazione d'insieme di queste proprietà.

Si può dimostrare l'esistenza di queste lacune con diversi metodi, e si può anche renderle visibili in certi cristalli per via fotoelettrica (separazione di atomi colorati). Questo metodo può avere delle applicazioni molto estese per lo studio del significato funzionale di queste lacune nel campo e delle loro conseguenze elettriche e meccaniche.

In media si ha una lacuna ogni 10.000 atomi. Sembra anzi possibile in certi casi di disgregare i cristalli in cristallini elementari di 10.000 atomi in media, e di deteminarne le dimensioni isolate.

L'attenuazione normale nelle reti conduttrici di elettricità - A. KENNELLY (New-York) — Si sa che in una linea uniforme AB allo stato di regime, con f. e. m. alternata semplice applicata in A , e una carica S in B , di impedenza uguale a quella di apertura Z , il fattore di attenuazione sia del voltaggio che della corrente, a un punto della linea che sia a t radianti iperbolici da A , è uguale a e^{-t} , l'esponenziale della distanza angolare $-t$ dal lato emettente. Questo tipo semplice esponenziale di attenuazione è « *l'attenuazione normale* » e la sua grafica polare è una speciale equiangola.

Il nuovo risultato importante ottenuto è il seguente: in tutte le reti di conduttori elettrici, i cui elementi ubbidiscono alla legge di OHM per le correnti alternate, e che legano un paio di estremi d'entrata AG di corrente alternata semplice, ad un paio di estremi di uscita BH , si ha un simile tipo di fattore di attenuazione normale od esponenziale tra AG e BH , quando l'impedenza della carica S applicata agli estremi di uscita sia fatta uguale a Z_{∞} , impedenza di apertura della rete, tale qual'è misurata da BH .

Ma mentre che nel caso di una linea uniforme, l'attenuazione normale vale per ogni punto della linea isolatamente, essa vale per una rete soltanto se la si considera come un tutto, sottendendo un angolo t tra gli estremi di entrata e di uscita.

Le condizioni di massimo per la trasmissione dell'energia sono esaminate per una linea a corrente continua, e si mostra che esse tendono a ridursi ad un solo valore quando la linea è lunga.

Sopra una questione di elettricità atmosferica - M. BRILLOUIN (Parigi) — 1) Il numero e l'infinità dei parassiti che turbano la T. S. F. rendono probabile l'esistenza nell'atmosfera di un gran numero di dominii, di parecchie centinaia di metri di estensione, occupati, senza condensazione visibile, da eccessi di carica elettrica dello stesso segno; questi dominii, gli uni positivi, gli altri negativi sono in movimento relativo incessante, tanto elettrico che materiale.

2) Dal punto di vista meteorologico ci si deve allora domandare se è possibile che le cariche elettriche ed i campi raggiungano dei valori tali che le forze *ponderomotrici* che ne risultano rappresentino una parte, regolare od occasionale, di qualche importanza nei movimenti generali o solamente regionali della bassa o media atmosfera terrestre.

La discussione numerica conduce ad una risposta *negativa*. Soltanto in circostanze del tutto eccezionali e strettamente localizzate si ha che le densità elettriche in volume ed i campi elettromagnetici possono essere assai intensi, affinché le forze ponderomotrici siano confrontabili colle più piccole forze meccaniche agenti sull'atmosfera (quoziente o forza s di CORIOLIS, a meno di 10^{-4} dine per cm^3).

3) È nondimeno interessante studiare analiticamente le forze meccaniche s in gioco. Nella bassa atmosfera, dove la mobilità degli ioni è trascurabile finchè si è un po' lontano dal potenziale esplosivo tra due masse, la distribuzione omogenea è instabile; due casi particolari sono studiati.

4) Tra due piani paralleli (il mare e la base di una nube p. e.) la distribuzione uniforme è ugualmente instabile. La minima protuberanza aumenta presto, il campo si concentra sulla verticale. Mi sembra probabile che tale sia il principio delle trombe marine; la protuberanza acquosa si forma con dei movimenti centripeti, che danno origine al cespo. Attorno alla protuberanza nuvolosa discendente i movimenti puramente meridiani sono instabili, e prende origine il movimento vorticoso ad asse verticale.

Contributo alla storia della fisica. Un telegrafo elettrico prima della scoperta della pila - E. ALCOBÈ (Barcellona) — Spetta ad un eminente medico spagnolo l'onore di avere avuto per il primo l'idea di applicare l'energia elettrica alla telecomunicazione.

Le prime esperienze di M. SALVÀ furono effettuate qualche anno prima dell'applicazione della scoperta di Volta.

SALVÀ non ebbe mai la nozione di corrente elettrica, ed il suo primo apparecchio può chiamarsi un apparecchio elettrostatico.

Quando ricevette la notizia delle esperienze di Galvani, Salvà orientò le sue ricerche secondo una nuova direzione. Egli credeva che elettricità e galvanismo fossero due cose differenti.

Allorchè nel 1800 ebbe notizia della scoperta della pila, pensò di servirsene per il suo strumento.

Conduttori in catena e filtri elettrici - K. W. WAGNER (Berlino) — Noi chiamiamo conduttore in catena o conduttore iterativo una serie di circuiti elettrici di tipo identico, ciascuno dei quali è accoppiato in modo uguale al circuito seguente e al circuito precedente.

Esempi di conduttori in catena: la catena di isolatori, la linea artificiale, la linea pupinizzata, la decina di resistenze riunite in una cassetta di resistenza, e ancora ogni avvolgimento omogeneo, tenendo conto delle capacità tra gli elementi e della capacità tra ogni elemento e la terra.

I vecchi metodi di calcolare la distribuzione della corrente e della tensione sopra una linea artificiale, per esempio, sono assai complicati e laboriosi. Con la teoria dei conduttori in catena, data dall'A., questi stessi calcoli si fanno in un modo semplicissimo. Questa teoria si rappresenta come generalizzazione della teoria delle linee omogenee.

Ma la teoria è pure una guida fedele nella ricerca dei sistemi nuovi. Uno dei suoi più grandi successi consiste in ciò che essa ha condotto alla costruzione dei filtri elettrici.

Questi sono dei circuiti che permettono la separazione delle correnti di frequenza diversa e si possono distinguere dalle loro zone di filtraggio:

- 1) il filtro passa-basso, che fa passare tutte le frequenze tra zero e una frequenza finita;
- 2) il filtro passa-alto, la cui zona di filtraggio si estende da una frequenza finita all'infinito;
- 3) il filtro passa-banda, dove la catena selettiva fa passare una successione continua di frequenze comprese fra due limiti finiti.
- 4) i filtri a parecchie bande potenti.

Un metodo generale che l'A. ha tratto dalla teoria dei conduttori in catena, permette di determinare in modo semplicissimo le zone di filtraggio di un filtro elettrico qualunque.

L'A. descrive le applicazioni pratiche, per la soppressione o il rinforzo dell'armonico, nella telegrafia, per l'analisi dei suoni, ecc. Egli discute poi la distorsione dovuta alle oscillazioni proprie.

Il progresso rapido della tecnica moderna si effettua spesso in modo tale che le applicazioni pratiche precedono la loro spiegazione completa con la teoria. Lo sviluppo dei filtri elettrici però rappresenta il caso inverso dove la teoria ha potuto fare alla pratica un presente totalmente pronto all'applicazione. Oggi i filtri elettrici contano come il ponte Wheatstone e gli altri circuiti elementari nel numero delle risorse fondamentali dell'elettrotecnico. Naturalmente l'A. ha dovuto limitarsi a un estratto molto condensato che non può dare che un'immagine assai incompleta dell'importanza pratica dei filtri elettrici.

Esperienze sulla relazione tra l'elettricità e il movimento - R. C. TOLMAN (Pasadena) — L'A. ha misurato una serie di effetti elettrici estremamente piccoli, che accompagnano il movimento meccanico della materia:

1) la forza elettromotrice generata dall'azione centrifuga tra le parti periferiche e centrali di un elettrolito in rotazione. Entrano qui in gioco i diversi pesi dei ioni;

2) l'inerzia degli elettroni, che si cerca di constatare arrestando bruscamente un solenoide in rotazione. Si ottiene così per la massa del portatore di elettricità, un valore del 15 % superiore a quella dell'elettrone libero;

3) collo stesso scopo, si fa oscillare un cilindro di rame, e la corrente alternata è svelata da una bobina a filo sottile. Si ottiene così una massa del supporto di 19 % superiore a quella dell'elettrone libero.

L'A. descrive in seguito delle esperienze attuali con un cilindro caricato.

Sui tentativi infruttuosi fatti da un gran numero d'inventori per realizzare una macchina a corrente continua senza collettore -

P. JANET (Parigi) — Si sa che l'immensa maggioranza delle macchine a corrente continua riposa sull'impiego del collettore, quest'organo ammirabile inventato da PACINOTTI nel 1860, riscoperto e applicato industrialmente da GRAMME nel 1872. I progressi della costruzione elettrica hanno reso l'impiego del collettore sicuro e perfetto, ma la sua realizzazione pratica non è meno delicata e costosa, e ciò basta perchè un gran numero di inventori abbiano creduto di dover consacrare i loro sforzi nel cercare di sopprimerlo.

Infatti si sa che già esistono delle macchine a corrente continua senza collettore: sono tutte le macchine del tipo detto unipolare, fondate sul disco di FARADAY o sul fenomeno di induzione inversa delle rotazioni elettromagnetiche di FARADAY. Potenti macchine industriali sono state realizzate su questo principio, ma davanti all'impossibilità in cui ci si è trovati di mettere in serie i loro elementi costitutivi senza moltiplicare i contatti striscianti, ciò che condurrebbe all'impiego indiretto di un collettore, si è dovuto restringere il loro impiego al caso in cui occorrono fortissime correnti sotto debolissime tensioni.

Da molto tempo questa impossibilità pratica di mettere in serie, senza contatti striscianti, gli elementi di queste macchine, ha attirato l'attenzione degli ingegneri elettrici che hanno cercato di darne una dimostrazione teorica generale.

L'A. crede interessante di segnalare qui qualcuno degli errori commessi più frequentemente dagli inventori che tendono i loro sforzi per un problema che sembra ben presentare tutti i caratteri d'impossibilità del moto perpetuo.

Queste invenzioni si riferiscono in generale ad un certo numero di tipi che l'A. enumera e di cui dà degli esempi mostrando per ciascuno di essi l'errore commesso dall'inventore.

1) Inversione periodica del senso della corrente negli induttori di un alternatore.

2) Poli induttori di nome contrario giranti in senso inverso rispetto all'indotto.

3) Preteso trascinamento delle linee di forza da un sistema girante.

4) Falsa interpretazione delle proprietà degli schermi magnetici.

5) Disposizione meccanica utilizzando dei contatti magnetici striscianti.

Con questi esempi, l'A. mostra l'inutilità degli sforzi di numerosissimi inventori che si accingono ad un problema insolubile, e spera così di evitare ai giovani ingegneri elettrici, una perdita di tempo inutile.

Sulla produzione di campi magnetici intensi ed estesi - A. COTTON (Parigi) — Si ha un grande interesse ad ottenere non soltanto dei campi magnetici intensissimi, ma dei campi che possono essere mantenuti durante molto tempo e in spazi sufficientemente grandi.

Ci si convince di ciò passando in rivista i fenomeni già conosciuti dove interviene il campo magnetico.

A parte qualche caso speciale e anche se il fenomeno non dipende teoricamente che dal valore del campo in un punto (fenomeno **ZEEMAN** p. e.) bisogna praticamente disporre di uno spazio sufficiente ed è ciò che finora non è stato raggiunto nei « records » di campi ottenuti finora.

Dopo diversi accidenti e l'interruzione dovuta alla guerra, un'elettrocalamita stabilita secondo le idee dell'A. è in costruzione e sarà finita nel 1928. Misure preliminari fatte sopra un « modello » al quarto, hanno condotto alle conclusioni seguenti:

- 1) i nuclei debbono essere corti dalla parte dell'intraferro;
- 2) l'importanza della carcassa è piccolissima e tende a diminuire quando il campo cresce;
- 3) per la teoria, l'approssimazione grossolana in cui l'elettrocalamita di laboratorio è assimilata ad un circuito magnetico chiuso, non basta. Bisogna considerare soprattutto il valore del campo diretto dalle bobine al centro dello strumento, ed è questo campo che bisogna calcolare in vista della forma migliore delle bobine.

Il peso dell'apparecchio sarà di circa 100 tonnellate ed il nucleo avrà un diametro dell'ordine di un metro; la potenza necessaria sarà di 100 Kilowatt.

Con bobine supplementari si prevedono dei campi di 108000 Gauss circa.

Il laboratorio di Bellevue sarà provvisto di un apparato spettroscopico importante e di un apparato frigorifero. L'A. esprime l'augurio che tali mezzi di lavoro possano essere utilizzati dagli sperimentatori di tutto il mondo.

Sopra gli effetti biologici e fisici degli ultrasuoni generati da un oscillatore piezoelettrico - R. W. WOOD (Baltimora) — L'oscillatore immerso nell'olio è eccitato da una corrente di 60.000 Volt sotto 300000 periodi (energia al primario del trasformatore 2000 Watt). Le onde ad alta frequenza sono rimandate dalla superficie dell'olio e la *pressione di radiazione* che ne risulta alza la superficie del liquido in una *prominenza* di 10 cm., dal vertice della quale delle goccioline sono lanciate a 30 cm. di altezza. I liquidi più leggeri (benzolo) sono dispersi immediatamente in una nebbia finissima.

Nel caso di due liquidi non miscibili, come olio ed acqua, o mercurio e acqua, le forze agenti alla superficie di contatto producono delle emulsioni colloidali.

Gli effetti calorifici sono notevoli. Se si trasmettono degli ultrasuoni attraverso un'asta di vetro di 2 metri di lunghezza e di 0,2 mm. di diametro, l'altra estremità può bruciare gravemente il dito che la tiene, e può carbonizzare il legno. Può ugualmente perforare una lamina di vetro.

Concentrando questa energia di vibrazione con un metodo che è descritto, si possono fare esplodere tubi e bacchette di vetro; dell'olio pesante da trasformatore, applicato alla loro superficie, è lanciato fuori in getti di nebbia sottile.

L'A. ha costruito un interferometro acustico che permette di determinare

la velocità del suono con alcuni cm³ di liquido e in qualche minuto, con un errore di 1/3000.

Effetti biologici: rane e pesci vengono uccisi, gli organismi microscopici ed i globuli rossi del sangue sono disgregati.

Solidi e liquidi sono rapidamente riscaldati e un blocco di ghiaccio, sottoposto all'azione degli ultrasuoni per 30 secondi in un bagno di acqua ghiacciata, si disgrega in piccoli pezzi sotto la pressione della mano, perchè ha subito una fusione interiore simultanea in tutta la sua massa.

L'utilizzazione razionale dell'acqua fredda del fondo degli oceani - P. BOUCHEROT (Parigi) — Sunto d'insieme delle utilizzazioni possibili, nel loro ordine d'importanza — soluzioni da esaminare per condurre quest'acqua alla superficie:

1) Raffreddamento delle agglomerazioni umane nei paesi tropicali ed equatoriali. Enorme superiorità economica di questa soluzione rispetto ai processi attuali di produzione del freddo.

2) Produzione di energia meccanica. Confronto della soluzione proposta da C. CLAUDE e dall'A., con le soluzioni proposte anteriormente da CAMPBELL e da DORNIG e BOGGIA. Utilizzazione di questa energia.

3) Produzione di acqua dolce per usi domestici e d'irrigazione. Processi diversi.

Radiotelefonia coi raggi ultravioletti - Q. MAJORANA (Bologna) — Finora non si conosceva nessun mezzo di trasmettere la parola coi raggi della parte invisibile dello spettro.

L'A. ha avuto l'idea di servirsi delle radiazioni ultraviolette emesse da una lampada a mercurio ed è riuscito a modulare l'intensità della corrente di questa lampada, sovrapponendovi una corrente microfonica amplificata.

La recezione è ottenuta per mezzo di una cellula fotoelettrica. Le esperienze su questo nuovo metodo di telecomunicazione hanno dato eccellenti risultati fino a 20 chilometri.

L'A. completa la sua comunicazione eseguendo una dimostrazione pratica tra l'Hôtel Plinius a Como e la villa Olmo, nei dintorni della città.

Scariche elettriche nei gas a bassa pressione - I. LANGMUIR (New-York) — Dalle misure di relazione tra il voltaggio applicato agli elettrodi e la corrente in un gas ionizzato, si possono ottenere cognizioni sul numero degli elettroni e dei ioni liberi e sui loro movimenti.

Il risultato più interessante finora acquisito, è che gli elettroni si muovono soprattutto a caso, e con una distribuzione di velocità o di energia nel loro insieme, che caratterizzerebbe un gas riscaldato a 1000° o anche a 6000°. Cosa singolare, questa temperatura degli elettroni non dipende dall'intensità della corrente di scarica.

Se si tenta di disturbare il loro movimento, questo si ristabilisce da sè, sebbene non se ne possa comprendere come.

Per studiare questo fenomeno l'A. ha lanciato in un gas un getto di elettroni, tutti della stessa velocità e direzione.

Si trova che, dopo un breve cammino, attraverso il gas ionizzato, alcuni degli elettroni hanno una velocità superiore a quella iniziale, mentre per altri essa è inferiore.

Tutto avviene come se il getto elettronico si *riscaldasse*.

Ciò accade solo quando la densità degli elettroni nel getto è sufficiente.

Non si conosce ancora la spiegazione di tutto ciò, ma vi riscontriamo chiaramente la causa dei movimenti disordinati degli elettroni nella scarica attraverso i gas.

Sulla rotazione degli elettroni - H. A. LORENTZ (Haarlem) —
M. S. GOUDSMIT e G. E. UHLANBECK hanno supposto che gli elettroni contenuti negli atomi e ruotanti intorno al loro nucleo, siano animati contemporaneamente di un rapido movimento di rotazione; e l'applicazione di questa ipotesi alla teoria delle righe spettrali ha dato dei risultati molto notevoli.

Interessa dunque ricercare l'influenza che i due movimenti, quello nell'orbita e la rotazione, devono avere l'uno sull'altro.

Per risolvere questo problema può servire una funzione di LAGRANGE convenientemente scelta. Per quanto essa dipende dalle azioni elettromagnetiche, questa funzione è conosciuta per un sistema qualsiasi di cariche in movimento.

Essa si compone di due parti, di cui, per unità di volume, l'una è determinata dal prodotto della densità della carica e del potenziale scalare, e l'altra dai prodotti scalari della corrente di convezione e del potenziale vettoriale; il primo prodotto con segno negativo. S'intende che qui si tratta di potenziali ritardati.

Applicando la formula generale ad un sistema consistente di un nucleo immobile e un solo elettrone, mi sono lasciato guidare dalla teoria (ristretta) della relatività ed ho approfittato delle osservazioni fattemi da M. A. D. FOKKER. Si trova che la rotazione dà luogo ad un termine accessorio nella parte elettromagnetica della formula di LAGRANGE; ad un fattore pressochè costante dato dal determinante formato con le componenti della velocità di traslazione dell'elettrone, quelle della sua velocità di rotazione e le componenti della forza con la quale il nucleo agisce sull'elettrone.

Le ultime componenti possono essere sostituite, nel determinante, dalle componenti dell'accelerazione, così esso non conterrà che delle grandezze che si riferiscono al movimento dell'elettrone.

Se ora la rotazione non influisse che su questo solo termine, la soluzione del problema sarebbe semplicissima.

Nel caso generale in cui l'asse di rotazione ha una direzione qualsiasi, il termine accessorio dà luogo, da un lato a un movimento di precessione di questo asse, dall'altro, a una precessione analoga dell'orbita; si può dire che l'asse e l'orbita ruotano insieme intorno all'asse del momento risultante delle quantità di moto.

Tuttavia non ci si può fermare qui: vi sono altre azioni di cui bisogna tener conto. Anzitutto, vi è la parte della funzione di LAGRANGE che dipende dalle azioni elettromagnetiche tra gli elementi di volume dell'elettrone, e, in secondo luogo, non si deve perdere di vista la parte che proviene dalle azioni non elettromagnetiche e particolarmente, dalle forze che sono in gioco nell'interno dell'elettrone.

Sfortunatamente un calcolo esatto di queste ultime parti della funzione di LAGRANGE sembra esigere delle ipotesi speciali sulla struttura dell'elettrone, ed è chiaro che allorchè si tenti di farlo, si rischia molto di cadere in errore.

D'altro lato la sola cosa che sembra potersi fare è di trattare rigorosamente, per esempio, un caso speciale nettamente definito.

Ciò può essere utile, anche se, alla fine, si preferirà servirsi della meccanica ondulatoria o della dinamica *delle matrici*; un calcolo fatto con l'aiuto dell'antica meccanica potrà allora servire d'introduzione.

Ho supposto che l'elettrone consista in uno strato limitato da due superfici sferiche concentriche e formate da una sostanza solida ed elastica. Questo strato sarà deformato dal movimento e si tratta, in primo luogo, di definire le componenti della deformazione d'un elemento di volume, in modo invariabile, cioè in modo, che i valori numerici di queste componenti non mutino quando, per le formule ben conosciute della teoria della relatività, si passi da un sistema di coordinate ad un'altra.

Se, inoltre, s'introduce nella funzione di LAGRANGE, come termine che rappresenta l'energia potenziale, la funzione delle deformazioni di cui ci si serve nella teoria ordinaria dell'elasticità, si ha tutto ciò che è necessario per determinare completamente il movimento dell'elettrone.

Però, i calcoli ai quali si è condotti sono talmente complicati, che è impossibile riassumerli in un breve compendio.

Ne potrò dare il risultato finale nella mia comunicazione.

Sulla differenza di potenziale nelle soluzioni diluite - M. PLANCK (Berlino) — La differenza di potenziale di due soluzioni dello stesso solvente, ciò che si chiama « il potenziale di diffusione » ha un interesse fondamentale poichè non si ha bisogno per calcolarlo che delle costanti assolute dei gas, delle cariche elettriche, e dei numeri di mobilità dei ioni.

Infatti ogni ione si muove sotto l'azione di due forze conosciute: la forza osmotica regolata dalla caduta di concentrazione, e la forza elettrica regolata dalla caduta di potenziale; con questi dati si può calcolare lo sviluppo, col tempo, del processo di diffusione, compresavi la caduta di potenziale.

Si riscontra tuttavia una difficoltà nel caso di due elettroliti omogenei, giacchè nell'interno di questi la caduta di concentrazione è nulla, e nel punto di contatto è infinita. Ma se si sostituisce alla superficie di discontinuità uno stato di transizione di spessore finito, le concentrazioni rimangono costanti, e la differenza di potenziale delle due soluzioni dà dei va-

lori diversi secondo le differenti specie di ioni; e per arrivare a un valore determinato occorre introdurre una nuova ipotesi *speciale*.

La prima ipotesi dell'A. è che lo stato di passaggio sia nello stato che si distingue da tutti gli altri per ciò che esso non si modifica che lentamente col tempo. Si ha allora per la differenza di potenziale delle due soluzioni un valore determinato, che può calcolarsi dall'equazione *trascedente*.

HENDERSON ammette che le soluzioni si mescolano come un tutto, cioè in ciascun punto dello strato di passaggio la soluzione si componga additivamente di una certa frazione della prima soluzione e della frazione complementare dell'altra. Si fanno così dipendere le condizioni della soluzione all'interno dello strato da un sol parametro, ciò che semplifica il calcolo, permettendo l'integrazione diretta. Ma si ha un risultato diverso.

Nuovo sviluppo della teoria elettronica dei metalli - F. FRENKEL (Leningrad) — Conducibilità elettrica.

a) Invece di paragonare gli elettroni liberi alle molecole gassose, occorre considerarli come strettamente legati all'insieme degli atomi dei metalli e muovendosi su orbite aperte, da un atomo all'altro con una velocità praticamente indipendente dalla temperatura.

Nell'ipotesi dell'incoerenza del movimento termico degli atomi (ioni) vicini, si ottiene, mediante l'applicazione della formula d'Einstein (relativa alla teoria del movimento browniano), per il potere conduttore, una espressione che è in accordo numerico approssimato con i dati sperimentali, per le temperature elevate.

b) Mettendosi dal punto di vista della meccanica ondulatoria, occorre considerare invece del movimento delle particelle elettriche (elettroni liberi) in un metallo la propagazione di un'onda di fase in un iperspazio convenientemente scelto. È possibile, in prima approssimazione, sostituire quest'onda con un sistema di onde di fase propagantisi nello spazio ordinario e manifestante in maniera statistica il movimento individuale degli elettroni.

Le fluttuazioni incoerenti della densità, dovute all'agitazione termica, provocano una diffusione delle onde di fase che corrisponde all'effetto TYNDALL per le onde luminose e che può essere considerata come la causa immediata della resistenza elettrica (e termica) del metallo.

Si ottengono così dei risultati in accordo qualitativo con l'esperienza, come pure la spiegazione dell'influenza delle impurità e della fusione.

Segue la trattazione degli effetti superficiali e della coesione.

Conduttività elettrica e termica nei metalli - E. GRÜNEISEN (Berlino) — GRÜNEISEN e GOS hanno misurato la resistenza elettrica e termica di *Au*, *Pt*, *Wo*, *Ph*, *Al*, in campioni non cristallini e poli-cristallini, a basse temperature (fino a -252° C.).

Si mostra che è facile distinguere, nella resistenza termica, una parte

metallica, e una non metallica, e stabilire la legge delle temperature per i due termini.

Di questi due termini, il primo — la resistenza metallica — è proporzionale alla resistenza elettrica, mentre l'altro — la resistenza non metallica — è costante e per conseguenza indipendente da essa.

Studio della variazione della resistenza termica con la temperatura: la parte metallica di questa resistenza corrisponde tanto più alla legge di WIEDEMANN-FRANZ-LORENTZ, quanto più la temperatura è bassa; essa aumenta dunque con la temperatura, come la resistenza elettrica rispetto alla temperatura assoluta o come il calore atomico. La parte non metallica cresce, invece, in maniera analoga a quella del calore atomico rispetto alla temperatura assoluta.

Avviene così che la parte metallica si riduce alle alte temperature a una piccola frazione, mentre a -252° essa costituisce più della metà della resistenza totale in un metallo puro.

Da ciò segue ancora che per la resistenza totale d'un metallo la legge di WIEDEMANN-FRANZ-LORENTZ vale tanto meno quanto più la temperatura è bassa.

L'A. esamina, in seguito, il caso d'un minerale impuro.

Queste leggi permettono di chiarire il comportamento molto complicato della conduttività termica alle basse temperature.

Sulla fisica della materia submicroscopica - F. EHRENHAFT (Vienna) — Il condensatore elettrico, prima costruito da Volta, modificato per alcune applicazioni speciali, ci dà il modo di studiare il movimento delle piccole particelle submicroscopiche, sotto l'influenza della forza di gravità e delle forze magnetiche ed elettriche.

Le piccole placche del condensatore servono contemporaneamente come poli d'una calamita. Osservando il movimento d'una particella di grandezza appena visibile al microscopio, nel campo magnetico eterogeneo, possiamo constatare le sue proprietà magnetiche specifiche, e identificare con questo mezzo la sua materia.

Di più, l'osservazione della stessa particella nel gas, sotto diverse pressioni, ci conduce a delle conclusioni concernenti la forma e la densità della particella.

Da queste ricerche risulta una legge semplice, che prova che le piccole gocce d'olio, d'una soluzione di THOULET, d'una soluzione di ROHRBACH, le particelle di *Se*, di *Ag* e di *Au*, sono delle piccole sfere di densità normale.

Le cariche elettriche di queste piccole sfere variano da 1.10^{-10} a 4.10^{-10} , u. e. sf.

Questo risultato non può spiegarsi con l'ipotesi dell'elettrone, e nemmeno supponendo una forma un po' modificata della legge della resistenza, e considerando gli errori di osservazione, che sono stati esattamente determinati con i calcoli di E. WASSER.

Teoria di Volta dell'effetto Volta: una moderna interpretazione - E. H. HALL (Cambridge U. S.) — VOLTA ha scoperto che il contatto di due metalli diversi genera una differenza apparente di carica elettrica in questi metalli e ciò prende il nome di « effetto Volta ». Egli pensò che questa differenza apparente di stato era reale e dovuta a delle forze d'attrazione e di repulsione inerenti ai metalli, e agenti, nei punti di contatto di questi, sul fluido elettrico contenuto in ciascuno di essi.

Dopo la morte di VOLTA, questa teoria e l'idea concomitante di un fluido elettrico cadde in disgrazia presso gli scienziati.

Lord KELVIN dette a questa teoria il suo appoggio, ma la grande autorità di CLERK MAXWELL era contro di essa.

MAXWELL sosteneva che la vera differenza di potenziale tra due metalli in contatto è data dall'effetto PELTIER nel punto di congiunzione: ma questa differenza è in generale molto più piccola e qualche volta di segno contrario all'effetto Volta.

La teoria dualistica della conduzione elettrica nei metalli che ha ricorso tanto agli elettroni liberi quanto ai ioni positivi esistenti nel metallo, dà una spiegazione dell'effetto Volta che s'accorda essenzialmente con quella che dette lo stesso VOLTA ed anche una spiegazione dell'effetto PELTIER che mette in luce la relazione, o la non relazione, dei due effetti.

Anche le obiezioni di MAXWELL alle idee di VOLTA sono affrontate e vinte.

Effetto triboelettrico ed effetto Volta - E. PERUCCA (Torino) — VOLTA, pochi mesi dopo le sue esperienze sulle rane, avanzò l'idea che l'elettricità di contatto e quella ottenuta per strofinio, fossero due forme dello stesso fenomeno.

Oggi questa opinione è confermata.

a) Nessun fatto sperimentale ci obbliga a dare allo strofinio altra funzione che di moltiplicare i punti di contatto;

b) sembra che vi sia una serie triboelettrica quantitativa.

Le proprietà triboelettriche e voltaiche sono paragonabili nel caso dei metalli e si sono dimostrate parallele.

Esse sono certamente superficiali; si possono ben tenere in conto i risultati negativi delle numerose prove di collegamento delle proprietà triboelettriche alle proprietà di volume.

L'A. considera i due effetti diversi, ma governati da una stessa proprietà superficiale: il valore dei potenziali intrinseci dei due corpi in contatto. .

Sulla teoria elettrica della visione - P. LASAREFF (Mosca) — La teoria della visione incolore è fondata sull'idea che la luce produce la decomposizione della porpora visuale: ciò dà luogo a ioni che impressionano il nervo.

In questo modo il problema della visione è trasformato in una questione fotochimica perfettamente risolvibile.

La teoria è stata controllata con più di 1000 esperienze, e si è constatato l'accordo perfetto.

Una conseguenza importante consiste in ciò, che la variazione di sensibilità dell'occhio può essere rappresentata dalle reazioni alla periferia. I centri della visione restano intatti durante tali variazioni e non sono suscettibili di stanchezza.

Raggi cosmici - R. A. MILLIKAN (Chicago) — I raggi cosmici sono qui definiti come la porzione che si sa essere piccola della « radiazione penetrante », e che è di origine cosmica.

Lo scopo delle esperienze del dott. CAMERON e dell'A. era:

1. Determinare con precisione l'intensità di questa radiazione in ioni per cm^2 e per secondo al livello del mare. Finora le opinioni differivano da 1 a 10.

2. Ottenere dei dati sulla distribuzione spettroscopica dei raggi cosmici e, in particolare, verificare l'esistenza di raggi più duri che tutti gli altri raggi conosciuti finora.

3. Cercare la direzione (e forse anche l'origine) di questi raggi. Gli strumenti impiegati nei punti 1 e 2 erano 8 volte più sensibili che i migliori strumenti sinora impiegati.

Risulta che la quantità di coppie di ioni per cm^2 e per secondo si può fissare a 1.5, d'accordo con le misure precedenti.

Inoltre sembra che ci sia una distribuzione spettrale sopra una lunghezza di circa due ottave, doppia di ciò che si era creduto finora, e comprendente raggi due volte più duri di quelli che già avevamo trovato; i più duri potendo penetrare fino a 45 metri di acqua e 4 metri di piombo. La lunghezza d'onda di questi raggi estremi, calcolata secondo la formula di Compton e secondo quella di Dyrac, è più corta di quella che corrisponde all'energia di unione di 4 atomi di idrogeno in un atomo di elio. Non si ha quindi che $\frac{1}{15}$ della frequenza (calcolata secondo queste formule) corrispondente all'assimilazione della materia per mezzo dell'unione di un ione positivo e di un elettrone negativo, e non si vede ancora il meccanismo che permetterebbe il rammolimento di una tale radiazione fino alla frequenza osservata.

Sembra dunque che questa abbia origine in variazioni molecolari molto varie che avvengono in tutto lo spazio.

4. Non si è trovata alcuna direzione privilegiata indicante che una parte del cielo piuttosto che un'altra abbia un'azione speciale; in particolare la via lattea non sembra avere una parte notevole. È dunque probabile che la sorgente si trovi altrove, e forse nelle nebulose spirali.

Sull'applicabilità del principio balistico alla velocità della luce - M. LA ROSA (Palermo) — Si conosce la polemica che ha preso origine dal tentativo dell'A. di provare la validità del principio balistico a partire dai fenomeni delle stelle variabili, ciò che lo porta ad abbozzare una nuova teoria di queste stelle.

Nel campo teorico la discussione si è ridotta a sapere se si può conciliare questo principio con l'effetto Doppler; ed è stato formalmente riconosciuto dagli oppositori che le difficoltà cominciano soltanto se si vuole collegare,

come fece RITZ, il principio balistico con la teoria classica dell'etere elastico, mentre che l'applicazione alla luce del principio balistico, deve essere considerata, a parere mio, come una necessità sperimentale, da cui discende che si deve rinunciare a tutte le concezioni anteriori e intraprendere una revisione radicale della teoria della luce.

Questa revisione ha la via tracciata dalla teoria dei quanta, alla quale il principio balistico si adatterebbe perfettamente, accordandosi con l'effetto Doppler. Essa si accorderebbe ancora colla « meccanica ondulatoria » che si è proposta recentemente.

Per la teoria non si ha dunque difficoltà alcuna. Quanto alla parte sperimentale, si pensa da più parti a difficoltà, fondandosi soprattutto sopra certe osservazioni astronomiche, che sembrano opporsi nettamente alla teoria balistica.

In realtà, THIRING e BERNHEIMER hanno segnalato l'esistenza di stelle variabili nelle quali la grandezza $\alpha = \frac{T_0 v}{T_0 c^2}$ che ha una parte essenziale nella teoria dell'A., prende dei valori vicini a 200, quando si dovrebbe mantenere sempre al di sopra di 5.

Riprendendo la sua teoria, l'A. è arrivato, con la correzione di un particolare, a risultati importanti, che confermano il valore del principio.

L'A. ha infatti potuto dimostrare che delle $4\alpha \pm 1$ immagini sovrapposte che formano l'immagine della stella, la più grande parte (per α grande) presenta delle intensità piccolissime, e che 2 o 4 immagini (« singolari ») possono presentare un'intensità più grande che l'intensità « vera » della stella, cioè quella che sarebbe vista nell'ipotesi ordinaria della velocità costante della luce, oppure nel caso di una stella immobile.

Siccome queste immagini eccezionali comparivano solamente di tanto in tanto, si ha una variazione importante e periodica dello splendore osservato.

I caratteri presentati dalle curve della luce per α grande sono i seguenti: un lungo intervallo (grande frazione del periodo) di variazione lenta e impercettibile, dapprima in un senso, poi nell'altro; poi si sale bruscamente ad un massimo fortissimo, seguito da un ritorno (meno rapido che la salita) a dei valori poco differenti dal massimo, in seguito la variazione lenta, di prima.

Si ritrovano dunque i caratteri delle variazioni di luce presentate da un grande gruppo di « variabili » tra quelle dette a variazione discontinua e designate col nome di *Antalgol* o *Blinksterne*, in causa del loro comportamento.

Conclusione: quando α aumenta, la curva delle variazioni di luce non fa che passare dal tipo delle stelle a variazione continua, a quello delle stelle a variazione discontinua. Le obiezioni di THIRING e BERNHEIMER hanno dato un'eccellente occasione di verificare la perfetta corrispondenza tra le osservazioni e le deduzioni semplicissime della teoria balistica.

L'elettrodinamica di W. Ritz e la teoria balistica della luce. Osservazioni critiche - G. GIORGI (Cagliari) — W. RITZ ha fatto delle

obbiezioni contro la teoria delle azioni elettriche e luminose propagate con l'intervento di un mezzo (etere) ed ha proposto l'ipotesi che tutte queste azioni si propaghino con la stessa legge cinematica come se fossero proiettili lanciati.

Secondo questa ipotesi, la velocità della luce dovrebbe comporsi con la velocità della sorgente raggiante.

RITZ ha sviluppato una elettrodinamica completa, in accordo con questa ipotesi.

Così noi abbiamo oggi tre teorie complete che danno delle leggi diverse pei fenomeni dello spazio vuoto (fisica dell'etere): la teoria relativistica di FRESNEL-MAXWELL-LORENTZ, la teoria di EINSTEIN e la teoria di RITZ. La decisione tra queste teorie è un problema che interessa le basi fondamentali di tutta la fisica.

L'A. passa in seguito a considerare i dati di osservazione e di esperienza di cui si può disporre oggi (DE SITTER, LA ROSA, ZUHRHELLEN, TOLMAN, MAJORANA, MICHELSON-GALE, FABRY e BUISSON, WATAGHIN). Egli li divide in quattro categorie, li studia criticamente e indica le vie secondo cui bisognerebbe proseguire le ricerche per potere arrivare ad una decisione definitiva.

Lo spettro dell'aurora boreale - J. C. McLENNAN (Toronto) —
Dapprima l'A. dà una breve notizia storica. Poi descrive lo spettro e le parti di questo che appartengono all'azoto. Si danno in seguito le ragioni che hanno portato ad attribuire all'ossigeno la famosa riga verde $5577,35 \text{ \AA}$, piuttosto che a nuove misure di precisione sopra questa linea, ed a esperienze sull'effetto ZEEMAN.

Si dimostra che la riga $5577,35 \text{ \AA}$ è una riga « possibile » per l'ossigeno e che è dovuta ad uno dei passaggi elettronici che sono compresi nella classificazione dei termini spettrali proposta dall'A. e dai suoi collaboratori.

Seguono delle considerazioni sulla parte rappresentata dai gas rari nel rinforzo della riga, e che, si spera, permetteranno di chiarire i problemi relativi alla dissociazione della molecola d'ossigeno e allo stato iniziale dei prodotti di questa dissociazione.

Viene in seguito una discussione delle cognizioni attuali sopra l'alta atmosfera.

Lo spettro di bande dell'idrogeno - O. M. RICHARDSON (Londra) —
Lo spettro è del tipo a righe numerose nel visibile ed infrarosso, e di un tipo analogo nell'ultravioletto estremo.

Carattere dominante è una famiglia di sistemi di bande che va dall'ultrarosso fino al vicino ultravioletto. Le righe zero di ogni sistema sono legate da una formula RYDBERG-RITZ, e i differenti sistemi nascono dal passaggio elettronico da $3-2$ a $6-2$. È la famiglia più completa che si conosca. Ce n'è ancora un'altra che ha il suo centro nel violetto. La struttura di queste bande è somigliantissima a quella degli spettri di righe dell'elio.

Ci sono deboli combinazioni tra alcune delle bande precedenti ed i sistemi dell'estremo ultravioletto.

In questi sistemi il passaggio è 2—1, normale per la molecola normale dell'idrogeno.

Per mezzo di questa connessione si è potuto fare il primo calcolo esatto del momento di inerzia della molecola di H. Si è trovato $4,52 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$, ciò che è ben più quando i valori sono dedotti dalla variazione del calore specifico dell'idrogeno con la temperatura. Questa differenza è stata spiegata da DENNISON fondandosi sulla meccanica ondulatoria.

Sorgenti luminose spettroscopiche - F. PASCHEN (Charlottenburg)

— Per l'analisi di uno spettro è importantissimo avere degli atomi negli stati quantici più elevati, e senza che la presenza di campi elettrici o magnetici produca delle variazioni. Si risolve il problema con un catodo cilindrico di alluminio in atmosfere d'elio e di neon che portano la loro energia di eccitazione alle sostanze che si trovano nel tubo con urti di seconda specie.

Si ha così un metodo di eccitazione analogo a quello che si ha con degli elettroni accelerati; se l'intensità della corrente di scarica non aumenta, si può ottenere un'accelerazione più intensa senza che si perda niente nella regolarità dell'eccitazione, e ciò a causa del valore relativamente basso del campo elettrico nel tubo.

Le sostanze che si devono esaminare debbono trovarsi nell'atmosfera di gas nobile senza alcuna traccia di sostanze estranee. Esse possono essere introdotte sotto forma di depositi catodici oppure sotto forma di polvere su catodi di carbone di storta.

Il carattere della radiazione generale - W. DUANE (Boston)

— Un elettrone che colpisce un atomo può produrre due specie di radiazioni: lo spettro di righe e lo spettro continuo o generale. Questo ha un limite molto definito dalla parte delle onde corte. La teoria dei quanta spiega qualitativamente e quantitativamente il limite dalla parte delle onde corte perchè il valore $h\nu$ dei quanta non può esser più grande che l'energia dell'elettrone urtante. Viene discussa l'origine delle lunghezze di onda che si estendono verso il rosso.

Non è chiaro sperimentalmente se l'urto di un elettrone contro un atomo produca una luce monocromatica e se nell'urto l'elettrone ceda la sua energia intera alla radiazione.

È ciò che l'A. ha studiato.

Si dirige un getto di elettroni tutti di uguale velocità sul vapore di mercurio, è esaminata la radiazione, e misurando il suo assorbimento per mezzo dell'alluminio, si trova che la radiazione è assorbita come lo sarebbe un raggio monocromatico di lunghezza d'onda superiore al limite dalla parte delle onde corte corrispondente al voltaggio applicato.

In altri termini, la lunghezza d'onda *effettiva* della banda era di qualche centimetro più lunga che il detto limite.

È possibile che qualche elettrone abbia avuto la sua energia cinetica ridotta dagli urti precedenti ed è probabile che qualche fotoelettrone di energia inferiore a Ve abbia urtato gli atomi di Hg .

Ne risulta che il valore medio di un quantum prodotto deve essere stato più vicino all'energia cinetica dell'elettrone produttore un quantum Ve .

In altri termini, almeno in un gran numero di urti, l'elettrone ha trasportato quasi tutta la sua energia al quantum di radiazione e la radiazione prodotta era quasi, se non esattamente, monocromatica.

La spiegazione degli spettri complicati - M. N. SAHA (Allahabad) — Analisi storica della genesi della grande sistemazione di HUND che ha messo l'ordine nella massa enorme del materiale spettroscopico, servendosi di tutte le teorie da BALMER fino a LANDÉ e PAULI.

Un rendiconto del suo lavoro col sussidio di una nuova esposizione della composizione elettronica dell'atomo. Il diagramma è una modificazione di quello di BOHR-STONER. I livelli sono scritti in due dimensioni e i sotto-livelli (L_{21} , L_{22}) di STONER sono considerati come formanti un solo livello. Il diagramma serve a spiegare le proprietà periodiche degli elementi (è soltanto una ripetizione del lavoro di BOHR), l'origine degli spettri RÖNTGEN, e la formazione degli spettri ottici.

In questa sono segnati tutti i livelli X e al disopra di ciascuno il numero degli elettroni. L'ultimo elettrone può andare attraverso tutti i livelli superiori incompleti. In questo modo nascono i termini spettroscopici superiori. I termini provenienti da uno spostamento diagonale formano una serie di RYDBERG. Si ha con questo quadro non soltanto una rappresentazione grafica dei livelli spettroscopici, ma anche una spiegazione della piccola differenza tra spettri di elementi dello stesso gruppo; ne segue che gli stati superiori spettroscopici sono semplicemente gli stati incompleti disposti secondo la regola generale della struttura atomica.

Segue una breve discussione delle conseguenze della meccanica ondulatoria.

Atomi radianti in un campo magnetico - P. ZEEMAN (Amsterdam) — L'A. si propone di dare un sunto dei risultati ottenuti dai fisici nell'analisi empirica e teorica del fenomeno della separazione delle righe spettrali.

Seguendo la teoria di RUTHERFORD-BOHR, l'atomo comprende un nucleo centrale piccolissimo, circondato da una quantità di elettroni negativi che si muovono molto rapidamente sopra orbite definite dalla teoria dei quanta. La risoluzione magnetica dello spettro di righe è dovuta alla risoluzione delle orbite stabili in più altre corrispondenti a differenti livelli d'energia, che l'elettrone può occupare durante i diversi periodi d'eccitazione dell'atomo.

Proseguendo una via cominciata da SOMMERFELD, LANDÉ ha dato una formula notevole che riassume le nostre conoscenze per una grande classe di righe. Per l'interpretazione degli spettri dei multipletti e dei loro effetti

anormali, UHLENBRCK e GOLDSMIT hanno formulato l'ipotesi dell'elettrone girante su sè stesso come una trottola.

Questa ipotesi unita alla meccanica quantica ha gran successo nella spiegazione dell'effetto magnetico, e dà la formula LANDÉ. Tra i lavori sperimentali recenti, bisogna citare in prima linea i lavori di BACH e TÜBINGEN.

I campi magnetici più intensi sono quelli ottenuti da KAPITZA a Cambridge (Inghilterra). Egli ha potuto stabilire un campo di 320.000 Gauss, ma solamente per un centesimo di secondo. L'A. dà delle proiezioni di risoluzioni magnetiche complesse prese al laboratorio di Amsterdam.

Infine l'A. riassume un lavoro di GOLDSMIT e BACH su certe righe di bismuto nel campo magnetico. Ciascuna delle componenti di un sestetto mostra una struttura fissa di dieci componenti. Queste strutture fisse sono dovute a variazioni d'orientazione del nucleo avente un momento angolare intrinseco.

Sembra dunque che la risoluzione magnetica delle righe spettrali ci insegni, oltre ai risultati sugli elettroni esterni, qualche cosa sul nucleo degli atomi.

Nota sull'equazione degli stati variabili di Schrödinger - P. STRANEO (Genova) — Mentre l'antica teoria dei quanta si limita quasi generalmente a trattare le equazioni dei salti da uno stato stazionario ad un altro colla condizione ben conosciuta delle frequenze di BOHR, senza curarsi degli stati intermedi, le nuove teorie e soprattutto quella di SCHRÖDINGER, conducono spontaneamente a porsi il problema del passaggio continuo, e a fare in modo di risolverlo per mezzo della seconda equazione fondamentale di SCHRÖDINGER.

Ma per far ciò, è necessario rendere esplicito, nella detta equazione, il valore del coefficiente V (energia potenziale del sistema) come esso si presenta durante questo passaggio.

E questo è ciò che in generale non si sa fare, perchè il sistema che si vorrebbe considerare deve seguire durante questo passaggio le stesse leggi sconosciute della fisica dei quanta che si cerca di determinare.

Si potrebbe, in ogni caso, trasformare il problema in una questione funzionale. Ma in generale non ci si guadagnerebbe nulla.

Dal punto di vista formale si tratta qui di questa corrispondenza.

A ciascuna soluzione dell'equazione di SCHRÖDINGER nello spazio di fase, per qualsiasi espressione che si dà al coefficiente V , naturalmente variabile tra due stati stazionari da determinare con la prima equazione di SCHRÖDINGER, corrisponde nel nostro spazio un sistema quanteggiato. Ma in generale, se si analizza — a posteriori — questo sistema, si troverà che gli corrisponde un V , che differisce molto sensibilmente dalla V introdotta nell'equazione di SCHRÖDINGER, mentre essa dovrebbe essere la stessa.

Per poter risolvere un problema dato, bisognerebbe dunque trovare una chiave per determinare in qualche modo « a priori » il valore da dare al coefficiente V . Fin qui non sono pervenuto a risolvere questa difficoltà. Ma vorrei notare che una difficoltà identica si era presentata in una interessante

questione della teoria della relatività generale. WEIL e LEVI-CIVITA avevano dato un elegante metodo per costruire delle soluzioni delle equazioni statistiche di EINSTEIN, ciascuna associata ad un potenziale newtoniano simmetrico attorno ad un asse. In altri termini partendo dall'espressione d'un potenziale simmetrico qualunque si arrivava con delle operazioni sempre possibili, a un ds^2 einsteiniano.

Ma, dal punto di vista fisico, si riscontrava la grave difficoltà che il sistema ordinario al quale corrispondeva il potenziale simmetrico newtoniano del quale si parlava, era sempre molto diverso dal sistema einsteiniano al quale corrispondeva il ds^2 che si otteneva. P. es. partendo dal potenziale d'un segmento, si ritrovava la soluzione a simmetria sferica di SCHWARZSCHILD; mentre partendo dal potenziale a simmetria sferica $1/2$ si ritrovava un ds^2 corrispondente nello spazio einsteiniano a un disco.

Avendo allora trovato una chiave che permetteva di risolvere « a priori » la difficoltà di questa corrispondenza, ho potuto risolvere esattamente un buon numero di problemi relativistici.

Non si potrebbe fare nel caso dell'equazione di SCHRÖDINGER, qualche cosa d'analogo?

La teoria degli elettroni metallici e dell'effetto Volta secondo la statistica di FERMI - A. SOMMERFELD (Monaco) — Un nuovo metodo statistico che è stato sviluppato da FERMI, ci conduce a riprendere i problemi della conduzione metallica. Le difficoltà dell'antica statistica (RIECKE, DRUDE, LORENTZ) sono tornate per la nuova.

Come ha previsto PAULI, il « gas elettronico » presente in un metallo si trova sempre in istato di « degenerazione ». Ciò che elimina la difficoltà del calore specifico.

La trattazione matematica dei problemi isolati si fa secondo i lavori di LORENTZ del 1905. Il libero percorso medio si è introdotto come grandezza puramente geometrica, a parte ogni nuova interpretazione.

Si ottiene così un miglior accordo con la legge di WIEDEMANN e FRANZ. L'effetto Volta sembra proporzionale alla differenza della potenza $2/3$ dei numeri di elettroni liberi dei due metalli, e il valore di questo effetto è dell'ordine di grandezza richiesto, prendendo il numero degli elettroni liberi uguale al numero degli atomi metallici.

Le variazioni termiche degli effetti THOMSON e PELTIER e dell'effetto termoelettrico possono essere calcolate per mezzo della nuova teoria, e si hanno dei risultati soddisfacenti.

Sugli invarianti adiabatici - T. LEVI-CIVITA (Roma) — Dei sistemi canonici :

$$\frac{dp_i}{dT} = -\frac{dH}{dq_i}, \quad \frac{dq_i}{dt} = \frac{dH}{dp_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

di cui la funzione caratteristica H , indipendente da t , contiene dei para-

metri α lentamente variabili, si conoscono due tipi particolarmente notevoli d'invarianti adiabatici:

1) il volume racchiuso nello spazio delle fasi, da una varietà isoenergetica qualsiasi:

$$H = E \quad (E \text{ costante});$$

riguarda i sistemi quasi ergodici;

2) gli n integrali ciclici di SOMMERFELD, che sono degli invarianti adiabatici per sistemi integrabili per separazione delle variabili.

Abbiamo qui due casi estremi, che corrispondono l'uno al numero minimo (uno), e l'altro in certo senso, al massimo (n) d'integrali uniformi conosciuti del sistema canonico.

Nessuna ricerca, se non un tentativo di FERMI, è stata fatta per i casi intermedi, cioè sui sistemi canonici che posseggono, oltre $H = E$, un certo numero m d'integrali uniformi.

Lo scopo della comunicazione è di mostrare come, nell'ipotesi che i detti integrali, in numero di m , siano in involuzione tra loro, i metodi classici della meccanica analitica ci rivelano l'esistenza di $m+1$ invarianti adiabatici, esprimibili sotto la forma d'integrali, ben inteso, calcolabili per mezzo di quadrature semplici.

L'invarianza degli integrali di SOMMERFELD rientra, in questa proposizione, come un caso particolare corrispondente a $m = n - 1$.

Sulla teoria dipolare dei dielettrici - P. DEBYE (Zurigo — L'A. tratta della dispersione anormale delle molecole polari, dell'influenza della temperatura e della frequenza nei liquidi, della regola di corrispondenza, delle esperienze di MIZUSHIMA, della dispersione, come un problema quantico, nei gas polari.

Passa, in seguito, a una discussione dell'effetto STARK, e della dispersione anormale in rapporto alla formula di KRAMERS.

Nuovi risultati della meccanica dei quanta sulle proprietà delle particelle elementari elettriche - W. HEISENBERG (Copenaghen) — Nella meccanica dei quanta la statistica classica non vale più; ma molte altre sono possibili. In particolare la statistica di BOSE-EINSTEIN, e quella di FERMI-DIRAC.

Per quanto riguarda gli elettroni negativi, si può discernere dagli spettri di righe degli atomi i dati essenziali: che essi soddisfano alle leggi della statistica di FERMI, e che essi hanno un momento di rotazione del valore $\frac{1}{2} \frac{h}{2p}$ (uno « Spin »).

Quanto agli elettroni positivi si hanno delle indicazioni analoghe dalla variazione d'intensità negli spettri di bande. I protoni obbediscono alle leggi della statistica di FERMI, e posseggono un momento di rotazione della grandezza $\frac{1}{2} \frac{h}{2p}$.

Ne segue che per tutti i gas che si compongono di particelle neutre, vale la statistica di BOSE. Lo studio degli spettri di bande dà pure importanti indicazioni su lo « Spin » dei nuclei atomici pesanti.

L'influenza della temperatura sull'interferenza dei raggi X - M. v. LAUE (Berlino) — Il movimento degli atomi di una rete attorno alla loro posizione di riposo deve produrre una variazione di frequenza nelle radiazioni diffuse. Si può calcolare questo effetto, sotto certe condizioni, per i raggi X. Il problema è tuttavia, molto complesso, e DEBYE l'ha trattato per mezzo di un artificio; considerare le interferenze generate da una rete di atomi spostati dalla loro posizione di riposo.

L'A. considera gli atomi come in oscillazione effettiva e, in un primo momento, indipendentemente l'uno dall'altro. In queste ipotesi i massimi d'interferenza sono delle frequenze originarie ν , ma compaiono pure le altre frequenze provenienti dal movimento degli atomi, con un massimo là dove le frequenze caratteristiche della rete danno luogo a un « Geist ».

Se il movimento è termico, tutte le frequenze proprie della rete sono eccitate nello stesso tempo, e danno luogo ad uno spettro diffuso e continuo.

Questo metodo permette d'interpretare il materiale sperimentale raccolto fin qui.

Condizioni elettriche d'una stella - A. S. EDDINGTON (Cambridge) — La temperatura generale nelle stelle è dell'ordine di 10.000.000°.

La materia vi deve essere altamente ionizzata, e mentre la massa si comporta, in generale, come un gas ordinario, le cariche elettriche delle particelle hanno un interesse speciale.

La tendenza degli elettroni leggeri a salire più in alto dei ioni pesanti è controbilanciata quasi nettamente dal campo elettrostatico che ne deriva. La carica di volume nell'interno delle stelle corrisponde a quella di un elettrone per ciascun milione di tonnellate di materia. Nel sole ciò dà una carica positiva 10^{-12} u. e. s. con un potenziale alla superficie di soli 4370 Volts.

A causa della combinazione delle forze elettrostatiche e gravitazionali, la tendenza degli elettroni leggeri a separarsi dai ioni pesanti proporzionalmente alla temperatura segue una legge molto curiosa, nella formula della quale compaiono il numero atomico, il peso molecolare dell'elemento in questione e il peso molecolare medio dell'intera massa. Gli elementi pesanti tendono verso il centro nelle stelle piccole, verso l'esterno nelle grandi, ma una separazione notevole non ha il tempo di prodursi durante la vita di una stella, poichè il coefficiente di diffusione ci mostra che la scala dei tempi è dell'ordine di 10^{13} anni.

La deviazione nel comportamento delle stelle dalle leggi dei gas perfetti, causata dalle forze elettriche, ha una influenza calcolabile sullo splendore delle stelle; meno il gas è compressibile, meno la stella è brillante. Se le cariche positive e negative fossero distribuite a caso, vi sarebbe equilibrio tra le forze d'attrazione e di repulsione, ma la tendenza dei ioni a respingere gli altri ioni e ad attivare gli elettroni dà una energia po-

tenziale elettrostatica negativa e lo splendore delle stelle ne è notevolmente ridotto. **Ma**, mentre i calcoli di **FOULER** e **GUGGENHEIN** davano per delle stelle di massa $\frac{1}{3}$ del sole una riduzione di 3 grandezze, le ricerche dell'**A.** danno una riduzione di 0,6.

La conduttività elettrica delle stelle è data da una formola ove compaiono il numero degli elettroni liberi per ciascun atomo, la velocità media dell'elettrone, l'energia cinetica media d'una molecola e la carica di un ione. Essa è indipendente dalla densità e varia secondo la temperatura. **A 10.000.000°** essa è dello stesso ordine di quella del rame.

Nella fotosfera essa è ridotta a un milionesimo.

L'effetto **ZEEMAN** ha rivelato nel sole un campo magnetico generale di 20 Gauss, e nelle macchie solari dei campi locali dell'ordine di 2000 Gauss. Il movimento di materia altamente conduttrice attraverso questi campi deve essere fortemente controbilanciato dalle correnti verticali che ne derivano.

Sul significato fisico della teoria dei quanta - **G. GIANFRANCESCO** (Roma) — Poichè una teoria fisica deve essere un modello dello stato reale delle cose, sembra che la teoria dei quanta, sia nella sua prima forma di **PLANCK-EINSTEIN-BOHR**, che nella seconda di **HEISENBERG-DE BROGLIE-SCHRÖDINGER**, non corrisponda all'idea d'una teoria fisica, essendo costruita con dei concetti matematici che s'allontanano dai nostri concetti fisici.

D'altra parte i fenomeni atomici e sub-atomici sembrano rendere sempre necessari i quanta senza l'espressione delle leggi.

Ciò potrebbe venire dal fatto che abbiamo noi stessi postulato i quanta dando delle grandezze finite all'elettrone.

Si potrebbe probabilmente rientrare nelle teorie fisiche introducendo l'ipotesi della distribuzione statistica delle grandezze anche negli elettroni.

Si ha un esempio dell'applicazione di questa idea nella formola data dall'**A.** per la legge di distribuzione dell'energia nello spettro del corpo nero.

G. D. N.

RIVISTA

LA DETERMINAZIONE DELLE COSTANTI DEL GEOIDE MEDIANTE MISURE DI GRAVITÀ

Nota di G. ALIVERTI

Risale al 1737 la pubblicazione dei risultati di una celebre spedizione astronomica-geodetica in Lapponia, condotta dal MAUPERTUIS, per la misura di un grado di latitudine presso il circolo polare; i risultati di quelle misurazioni risolvevano finalmente una vivace controversia sorta fra gli studiosi dell'epoca, e decidevano in favore dell'ipotesi dello schiacciamento della terra ai poli. In quel secolo e nel successivo fu intensamente studiata e dibattuta la questione della figura della terra e dei pianeti in generale; alle misure del MAUPERTUIS, succedettero numerose le spedizioni geodetiche, si perfezionarono gli strumenti geodetici ed astronomici e soprattutto però si moltiplicarono le ricerche teoriche. Fu studiata ampiamente l'ipotesi, già ammessa da NEWTON, della terra ellissoidica schiacciata ai poli; e i risultati della trattazione teorica furono imponenti non solo dal punto di vista geodetico, ma anche e soprattutto da quello matematico.

Le irregolarità della superficie terrestre, non possono evidentemente comparire in uno studio complessivo fisico matematico del pianeta; perciò il geodeta deve necessariamente prescindere dalle rugosità della crosta terrestre e riferire i suoi studi e le sue misure a una superficie suscettibile di trattazione matematica, o almeno con grande approssimazione assimilabile a una superficie matematicamente definita.

L'esistenza del campo gravitazionale terrestre suggerisce la definizione di una superficie matematica della terra; tale può essere p. es. la superficie libera del mare, supposta prolungata nei continenti, sottratta però a tutte le cause perturbatrici e sottoposta soltanto all'azione della gravità. Il geoide così definito diventa allora una delle tante superficie di livello del campo gravitazionale terrestre. Si comprende dunque che la forma e le dimensioni del geoide possano dedursi, non solo da misure geodetiche, ma anche da misure di gravità, in quanto la gravità sta nella nota relazione con la funzione potenziale del campo gravitazionale. Tutti gli studi compiuti, nella seconda metà del XVIII secolo e nella prima parte del successivo, sulla forma della Terra, partivano dal presupposto che la superficie di livello cercata fosse un ellissoide di rotazione schiacciato, avente l'asse minore coincidente con quello di rotazione. Tale ipotesi derivava dall'ammettere fluido il globo terrestre nel suo stato primitivo; la fisica matematica, salve alcune restrizioni intorno al modo di variare della densità nell'interno, di-

mostrava infatti che, supposta la forma primitiva poco differente dalla sferica, la superficie di equilibrio della massa fluida è quella di un ellissoide di rotazione.

CLAIRAUT, nell'ipotesi della Terra composta di strati fluidi ellissoidici, omogenei e concentrici, di forma poco differente da una sfera, con densità diminvente regolarmente dal centro alla superficie, ricavava nel 1743, la seguente formula approssimata, esprimente la gravità in un punto qualunque della superficie geoidica:

$$(1) \quad g = G \left\{ 1 + \left(\frac{5}{2} q - \epsilon \right) \sin^2 \varphi \right\}$$

nella quale G rappresenta la gravità all'equatore, $q = \frac{\omega^2 a}{G}$ il rapporto tra la forza centrifuga e la gravità all'equatore, ϵ lo schiacciamento del geoide e φ la latitudine del punto in esame. In particolare, considerando la gravità al polo, G' , la (1), nella forma sotto la quale va col nome di Teorema di CLAIRAUT, diventa:

$$(2) \quad \frac{G' - G}{G} = \frac{5}{2} q - \epsilon.$$

Noti G , G' , q per misure dirette, da questa formula si poteva dunque dedurre lo schiacciamento ϵ . Diremo subito che le ipotesi restrittive fatte da CLAIRAUT non erano necessarie per giungere alla (1); STOKES nel 1849 (*) dimostrò che le conclusioni di CLAIRAUT rimangono vere qualunque sia l'ipotesi del variare della densità dentro il globo; era necessario solo supporre la superficie di livello esterna sufficientemente prossima a quella di un ellissoide di rotazione leggermente schiacciato. Lo STOKES nel lavoro citato dimostrava anche che, supponendo nota la massa totale del globo e la forma della superficie di livello terrestre, l'espressione della gravità, in un punto qualunque della superficie stessa e nel campo esterno, resta determinata senza bisogno di alcuna ipotesi sulla distribuzione interna della massa.

Il PIZZETTI nei suoi lavori del 1894 (*), trovò l'espressione esatta e in forma finita del potenziale dell'attrazione terrestre e quindi la relazione rigorosa (non solo approssimata) fra la gravità al polo e quella all'equatore, una prima volta ammettendo che il geoide abbia la forma di un ellissoide di rotazione schiacciato secondo la linea dei poli e poi trattando anche il caso più generale della forma ellissoidica qualunque. Dalle formule rigorose che Egli dà è facile passare alla formula (2) di CLAIRAUT trascurando i termini di ordine superiore al primo nelle quantità ϵ e q .

(*) STOKES, *On attractions and on Clairaut's Theorem. On the variation of gravity at the surface of the Earth*. Vedi « Math. and Phys. papers », by G. STOKES, vol. II.

(*) PIZZETTI, *Sulla espressione della gravità alla superficie del geoide supposto ellissoidico*. « Rend. Lincei », 1° semetre 1894.

Bisogna notare qui che i lavori del PIZZETTI non portarono subito a tutte le conseguenze ed applicazioni che da essi si potevano trarre a proposito delle misure di gravità per la determinazione diretta delle costanti del geode. Il fatto si può forse giustificare se si pensa che in quell'epoca già si avevano i risultati di numerose triangolazioni e che da essi si poteva concludere che l'ipotesi ellissoidica rappresentava solo una approssimazione alla vera forma del geode; poichè per ogni porzione della terra studiata e ricoperta di triangolazioni si era portati a definire sì un ellissoide ma particolare per quella porzione. D'altra parte non si facevano ancora le misure di gravità in mare. Il PIZZETTI ⁽¹⁾ già allora attribuiva però importanza alle misure di gravità per lo studio degli scostamenti del vero geode dall'ellissoide di riferimento, e riteneva possibile di giungere indirettamente alla determinazione della figura della terra una volta noti, su tutta la superficie del globo, quegli scostamenti.

Vedremo ora come i risultati del PIZZETTI siano suscettibili di una grande generalizzazione e come inoltre si possano stabilire delle equazioni non approssimate che permettono, dal punto di vista matematico, la determinazione di tutti i parametri del geode mediante sole misure di gravità. La risoluzione completa del problema è stata data recentemente dal prof. SOMIGLIANA.

Nella prima delle note citate, il PIZZETTI dava, come ho detto, l'espressione esatta della formula di CLAIRAUT per il caso dell'ellissoide schiacciato; cioè:

$$(3) \quad \frac{G_p - G_e}{G_p} + \frac{s}{1-s} = \frac{\omega^2 a}{G_p} \left\{ \frac{3}{2} B + 1 \right\}$$

essendo G_e e G_p la gravità rispettivamente all'equatore e al polo, s lo schiacciamento e B una quantità definita in funzione dell'eccentricità e che può appunto essere posta uguale all'unità se l'eccentricità è molto piccola. Nella seconda nota il PIZZETTI, risolto il problema di STOKES di determinare la funzione potenziale per il geode ellissoide ad assi a , b , c diversi fra loro, e trovata la espressione esatta della gravità in un punto qualunque della superficie, calcola i valori G_a , G_b , G_c della gravità alle estremità dei semiassi, e ne deduce la seguente relazione rigorosa fra i suddetti valori:

$$(4) \quad \frac{G_a}{a} + \frac{G_b}{b} + \frac{G_c}{c} = 4\pi\gamma k - 2\omega^2$$

ove γ è la costante di gravitazione, k la densità media della terra e ω la velocità angolare di rotazione.

Il prof. SOMIGLIANA nei suoi recenti lavori notando che le espressioni

(1) PIZZETTI, *Le determinazioni della gravità terrestre ed il loro presente contributo alle conoscenze di geografia matematica*. « Rivista Geogr. Italiana », annata 1^a, fasc. X, dicembre 1894.

della gravità al polo e all'equatore ⁽¹⁾, nel caso $a = c = R$ (geoide sferico) permetterebbero subito la determinazione di k e R in funzione dei valori G_e e G_p e della velocità di rotazione, e notando inoltre che la risoluzione completa del problema (nel senso ora detto) non può essere caratteristica solo della sfera, si propone di trovare la risoluzione per il caso generale di un geoide qualunque. La trattazione del problema fatta dal prof. SOMIGLIANA è molto semplice ed elegante.

Seguendo il procedimento del PIZZETTI ed esprimendo la funzione potenziale del campo gravitazionale terrestre in forma particolare Egli giunge a due relazioni importantissime; la prima è la generalizzazione rigorosa del teorema di CLAIRAUT e lega i valori g, g , della gravità in due punti qualunque della superficie geodica, qualunque ne sia la forma, con il quadrato della velocità angolare di rotazione; i coefficienti di tale relazione dipendono soltanto dai parametri geometrici della superficie; tale relazione è la seguente:

$$(6) \quad g_1 \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_2 - g_2 \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_1 - \frac{\omega^2}{2} \left\{ \left(\frac{\partial H}{\partial n} \right)_2 \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_1 - \left(\frac{\partial H}{\partial n} \right)_1 \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_2 \right\}$$

con $H = U_2 - (x^2 + y^2)$; U_1, U_2 sono le funzioni potenziali di due masse superficiali fittizie distese sulla superficie geodica i cui valori sono dati dalle relazioni $m_1 = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho U_1$, $m_2 = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \rho U_2$; mentre U_1 ed U_2 assumono in superficie rispettivamente i valori 1 e $x^2 + y^2$ ⁽²⁾.

La seconda relazione trovata si ottiene considerando un terzo valore g_3 della gravità in un terzo punto qualunque e scrivendo con la (6) le due relazioni analoghe fra g_3 e g_2 , g_3 e g_1 . Dal sistema si deduce allora:

$$(7) \quad \begin{vmatrix} g_1 & g_2 & g_3 \\ \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_1 & \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_2 & \left(\frac{\partial U_1}{\partial n} \right)_3 \\ \left(\frac{\partial H}{\partial n} \right)_1 & \left(\frac{\partial H}{\partial n} \right)_2 & \left(\frac{\partial H}{\partial n} \right)_3 \end{vmatrix} = 0.$$

⁽¹⁾ Mi riferisco alle formule seguenti valevoli per l'ellissoide di rotazione ad assi a e c :

$$(5) \quad \begin{cases} \frac{G_e}{a} = \frac{4}{3} \pi \gamma k - \frac{3}{2} \omega^2 - \frac{1}{2} G(i) \\ \frac{G_p}{c} = \frac{4}{3} \pi \gamma k + \omega^2 + G(i) \end{cases}$$

ove $G(i)$ è una funzione dell'eccentricità aggiunta $i = \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{c^2}}$ che si annulla con i ed è rappresentabile mediante una serie.

⁽²⁾ SOMIGLIANA, *Sulla estensione del teorema di Clairaut*. « Atti R. Istituto Veneto », tomo LXXXVI, parte 2^a, 1926-1927; *Sulla determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità*. « Rend. Seminario Matematico e Fisico di Milano », anno I, vol. I (1926-1927).

Conclude quindi il prof. SOMIGLIANA che fra i valori della gravità in tre punti qualunque del geode esiste sempre una relazione lineare omogenea i cui coefficienti hanno esclusivamente significato geometrico; e dalla possibilità di scrivere un numero qualsivoglia di relazioni del tipo (7) fra terne di valori della gravità determinati in punti di coordinate note, discende la possibilità di determinazione completa dei parametri della superficie geoidica.

Per il caso particolare dell'ellissoide di rotazione, come superficie geoidica, la (7) assume la forma notevole seguente:

$$(8) \quad g_1(\cos^2 \varphi_3 - \cos^2 \varphi_2) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_1} + g_2(\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_3) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_2} + \\ + g_3(\cos^2 \varphi_2 - \cos^2 \varphi_1) \sqrt{1 + i^2 \cos^2 \varphi_3} = 0$$

e questa equazione ridotta razionale diventa un'equazione quadratica in i^2 che permette la determinazione della eccentricità ⁽¹⁾. Ottenuta la eccentricità sono linearmente determinabili il semiasse maggiore e la densità media k e quindi il problema risulta matematicamente risoluto. Per determinare il semiasse maggiore si ricorre a un'equazione del tipo (6) scritta per i valori della gravità all'equatore e al polo; e per trovare k basta usare l'equazione (4) di PIZZETTI semplificata per $a=b$. In modo analogo il problema si potrà risolvere per l'ellissoide a tre assi, quando si conosce la gravità in quattro punti della superficie.

Appare qui evidente l'utilità che può avere la relazione (8) anche dal punto di vista pratico. Essa potrà essere per es. utilizzata nella ricerca delle effettive differenze del geode reale da quello ellissoidico di rotazione; basterà controllare fino a che punto le relazioni trovate tra i valori della gravità siano soddisfatte dai valori che si ottengono dalle misure.

L'applicazione pratica della (8) non potrà naturalmente essere fatta a caso; i valori della gravità che vi compaiono sono relativi a punti comunque distribuiti ma situati tutti sopra la medesima superficie di livello. Sarà quindi opportuno scegliere per eventuali verifiche numeriche, terne di punti a pochi metri sul livello del mare e situati in regioni non perturbate, vale a dire in regioni dove presumibilmente non esistono anomalie della gravità. Sarebbe poi più interessante possedere numerose determinazioni della gravità sul mare e fare delle verifiche numeriche con questi valori; poichè il mare rappresenta per $\frac{1}{n}$, la superficie terrestre e sono certo trascurabili i suoi scostamenti dalla figura matematica della terra. Ma fino a poco tempo fa la gravità in mare era calcolata solo con il metodo dell'ipsobarometro, vale a dire era ricavata da misure di pressione atmosferica col barometro combinate con misure della temperatura di ebollizione; la precisione di queste determinazioni non è da paragonare a quella che si raggiunge con

(1) SOMIGLIANA, *Sulle relazioni che esistono fra le costanti geoidiche e i valori della gravità; Sulla determinazione delle costanti geoidiche mediante sole misure di gravità.* « Rend. Lincei », 1° semestre 1927; *Sulla determinazione delle costanti del geode mediante misure di gravità.* « Atti R. Accad. Scienze di Torino », vol. LXII, 1927.

il pendolo sul continente. Però recentemente sono state fatte dal dottor VÉNING MEINESZ, con un sommergibile della marina olandese, crociere nell'Atlantico e nel Pacifico per la misura della gravità mediante un apparato pendolare da lui immaginato; i risultati ottenuti sembrano molto soddisfacenti. Non sarà quindi lontano il tempo in cui si potrà disporre di numerosi risultati di determinazioni della gravità sul mare.

Per concludere farò notare ancora che la (8) può avere un'altra notevole utilità pratica poichè, noto lo schiacciamento dell'ellissoide, essa permette di prevedere il valore della gravità in un punto qualsiasi mediante i valori in altri due punti qualsiasi. Si hanno espressioni particolarmente semplici per la gravità al polo e all'equatore; infatti risulta:

$$g_p = \frac{g_2 \cos^2 \varphi_1 \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \varphi_2} - g_1 \cos^2 \varphi_2 \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi_1}}{\sqrt{1 - e^2 \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin(\varphi_2 - \varphi_1)}}$$

e

$$g_e = \frac{g_1 \sin^2 \varphi_2 \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \varphi_1} - g_2 \sin^2 \varphi_1 \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \varphi_2}}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin(\varphi_2 - \varphi_1)}.$$

Fra le formule notevoli trovate dal prof. SOMIGLIANA ricordiamo anche la seguente che dà, sotto forma finita, il valore della gravità in un punto di latitudine qualunque φ mediante il rapporto degli assi ed i valori della gravità al polo e all'equatore:

$$g = \frac{j g_e \cos^2 \varphi + g_p \sin^2 \varphi}{\sqrt{j^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}} \quad j = \frac{a}{c}$$

e l'altra che risolve il problema della determinazione del rapporto degli assi, e quindi dello schiacciamento, mediante i tre valori della gravità al polo, all'equatore ed alla latitudine di 45° , g_p , g_e , g_q :

$$\frac{a}{c} = \frac{g_p g_e}{2g_q^2 - g_e^2} + \frac{2g_q}{2g_q^2 - g_e^2} \sqrt{\frac{1}{2}(g_p^2 + g_e^2) - g_q^2}.$$

Le antiche idee per cui era ritenuta impossibile una determinazione dello schiacciamento mediante misure di gravità, senza la preventiva conoscenza di uno degli assi, vengono così a cadere completamente.

Torino, 30 novembre 1927.

LA PISTOLA DI VOLTA E IL MOTORE A SCOPPIO

Nota di C. PIROTTI

Nel Primo Congresso Internazionale del motore a scoppio tenutosi con grande successo a Padova nel giugno scorso ⁽¹⁾, è stata solennemente rivendicata la priorità dei lavori di DE CRISTOFORIS, EUGENIO BARSANTI ed ENRICO BERNARDI, che si possono considerare i precursori, ideatori e perfezionatori del motore a scoppio.

Senza volere in alcun modo menomare la gloria ben meritata di questi tre grandi italiani, sembra opportuno allo scrivente mettere, specie in questo momento, in rilievo l'opera creatrice e del pari importante di ALESSANDRO VOLTA, ideatore della « pistola elettro-flogopneumatica », perchè quest'apparecchio, che ricorda più da vicino il motore a scoppio a quattro tempi, è, direi quasi, affatto sconosciuto nella sua forma originale. Ciò dipende forse dal fatto, che questa forma ci fu tramandata attraverso pubblicazioni ora assai rare ⁽²⁾, e perchè l'ultima parte dell'Edizionale Nazionale degli scritti Voltiani, che ne tratta, non è ancora uscita e si conoscono di essa soltanto gli indici ⁽³⁾.

Il Grande Fisico Comasco, non aveva, a dir vero, pensato all'applicazione diretta della Sua pistola, ai motori a combustione interna, ciò non di meno, è interessante vedere fino a qual punto l'apparecchio del VOLTA si avvicini a questi ultimi.

Già nel suo discorso: « Volta e la Pila », AUGUSTO RIGHI ⁽⁴⁾ aveva asserito, che si « potrebbe fors'anche con fondamento, vedere nelle esplosioni della pistola elettrica l'origine dei moderni motori a gas ».

In altri discorsi commemorativi del VOLTA, non meno importanti, fra cui

⁽¹⁾ V. G. GALLINA, « Il Monitore Tecnico », 1927, XXXII-16, pag. 813.

⁽²⁾ Tre lettere al Marchese FRANCESCO CASTELLI, dalla « Scelta d'opuscoli interessanti ». Milano, vol. XXX, pagg. 86 e 97; vol. XIII, pag. 3.

⁽³⁾ « Collezione delle Opere del Conte Cav. ALESSANDRO VOLTA, Patrizio Comasco », edita da Vincenzo Antinori, Tomo III, pag. 131 e seg. Firenze 1816, stamperia Guglielmo Piatti.

⁽⁴⁾ F. SCOLARI, *Alessandro Volta*. « Guida bibliografica ». Fondaz. Leonardo, Roma 1927, pagg. 647-672.

⁽⁵⁾ A. RIGHI, *Volta e la pila*. Como 1899, pag. 10, Tip. Ostinelli.

citeremo principalmente quelli del prof. QUIRINO MAJORANA ⁽¹⁾ e del professore FERDINANDO LORI ⁽²⁾, si trova appena un cenno su tale argomento.

Il VOLTA, nella Sua prima lettera al Marchese CASTELLI in data 17 aprile 1777 ⁽³⁾, così descrive la Sua prima pistola « ad aria infiammabile »: « *ABC* — (fig. 1) — è un grosso cilindro cavo d'ottone (di cui per maggior chiarezza si rappresenta qui lo spaccato pel lungo) chiuso sul fondo *B* interamente, e dall'anterior parte serrato con un coperchio a vite, che ha nel mezzo il foro *aa*, tanto che vi passi liberamente un'altra canna d'ottone aperta d'ambe le parti *Do*, e guernita sul fondo esteriormente di una grossa rotella vestita di cuoi ecc. per far insieme colla canna l'ufficio di stantuffo. Sul fondo del grosso cilindro o cannone *ABC* evvi da un lato un picciolo foro ossia focone *b* (come in una canna ordinaria da schioppo), nel quale entra ben chiusa la punta del cannello *c*, ogni volta che si ha a caricare il nostro moschetto. Questo cannello *c*, fa corpo col robinetto d'ottone *fqq*, al quale è raccomandata la vescica, o meglio un otre di pelle pieghevole *G*, pieno dell'aria infiammabile, la quale viene aspirata, e riempie la capacità del cannone *ABC*, tostochè, introdotto il cannello *c* nel focone *b*, e aperta la chiave *f*, del robinetto, si fa scorrere allo stantuffo *D* tutto il tratto del cannone. Ben si comprende, che l'apertura *D* della canna inferiore vuol essere chiusa nell'atto che si fa giuocare lo stantuffo, ..., come pure il focone *b*, ... A tal oggetto, quando non piaccia far uso di semplici e ben adatti turaccioli, adempiran meglio quest'ufficio de' cuscinetti a molla ».

Detto poi come si deve « aggiustare » la palla di piombo nell'interno della canna, il VOLTA spiega come si produce lo sparo; cioè coll'aiuto della « fiammella di un candelino, con un sottil solfanello o con la polvere da guerra e l'acciarino ». Egli dice poi di avere, con quest'arma « impresso in una tavola di legno, a quindici passi, degli scavi assai notabili » e aggiunge la proporzione che deve esistere fra l'aria infiammabile metallica e quella deflogisticata, formando così « un miscuglio assai acconcio e tutt'insieme un'aria tonante », come Egli la chiamava.

Possiamo subito osservare, che questo primo modello ideato dal VOLTA ricorda nel suo funzionamento, il *primo tempo* del motore a scoppio durante cioè la fase di aspirazione della miscela tonante per mezzo dello stantuffo stesso, dal recipiente, che la contiene, attraverso un rubinetto, sostituibile, come disse il VOLTA con cuscinetti a molla (valvola di immissione a molla, non comandata). In questo primo caso l'accensione non è elettrica come avviene in altri modelli. Il VOLTA non parla qui della compressione della miscela, come farà in altra lettera. Si arguisce, che Egli sfrutta semplicemente l'energia messa in giuoco in seguito all'esplosione, direttamente sulla palla (terzo tempo utile). L'esplosione dei gas prodotti dalla combustione

⁽¹⁾ Q. MAJORANA, Rivista « Voltiana », 1° novembre 1926. *Volta e la successiva evoluzione della scienza elettrica*, pag. 417. Conferenza tenuta all'Istituto Carducci a Como, il 29 novembre 1926.

⁽²⁾ F. LORI, *Alessandro Volta*. « Annali della R. Scuola d'Ingegneria », Padova, anno III, 1927, n. 2.

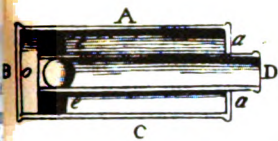


Fig. 1

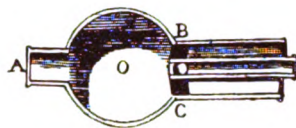


Fig. 2

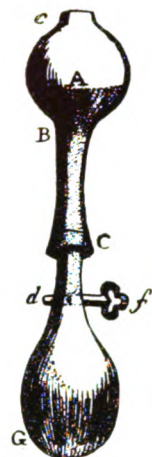


Fig. 3

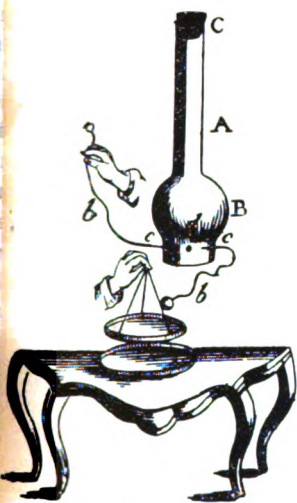


Fig. 4

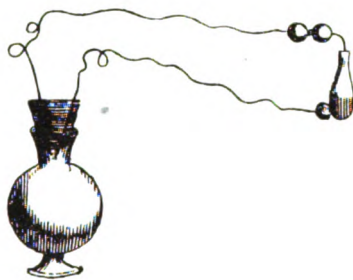


Fig. 5

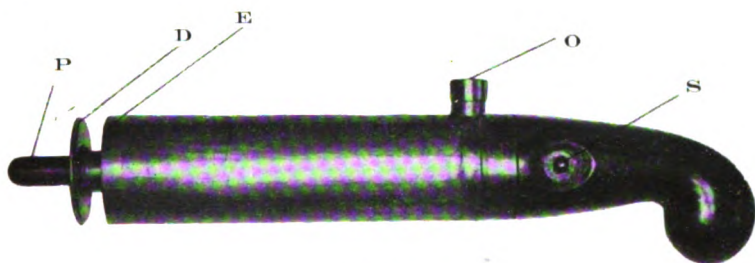


Fig. 6

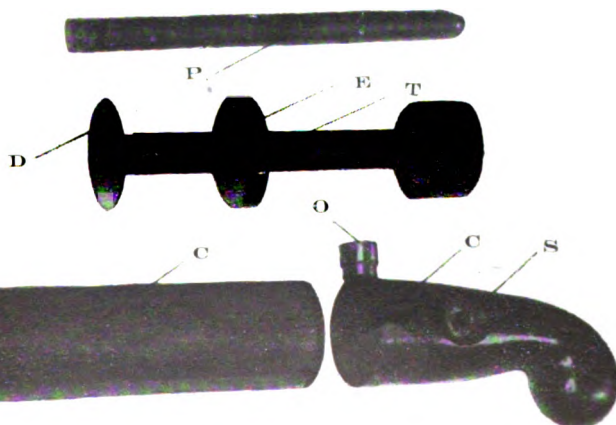


Fig. 7

(quarto tempo), avviene in questo caso attraverso la canna *Do*. VOLTA, dopo aver descritto come si riempie l'otre di aria infiammabile, parla di un altro « cannone *ABC* » (Fig. 2) « con pancia sferica » e aggiunge: « il ventre, in cui si allarga il cannone, contribuisce a meraviglia, mercè la reazione dei lati, a rinforzar l'impeto e il colpo, e ottiene conseguentemente un vantaggio grandissimo sopra una cavità tutta cilindrica, come per molti esperimenti assicurato mi sono ». Vediamo in questo fatto, l'introduzione della camera di scoppio, per quanto il VOLTA, con questa nuova forma della Sua pistola intendesse semplificare il modo di caricare quest'ultima, con la preparazione della sola aria infiammabile, che veniva a mescolarsi così, all'aria « non deflogisticata » contenuta nella cavità sferica della pistola.

Dopo aver descritto una nuova forma di pistola, secondo la Fig. 3, in cui avvi un recipiente rigido al posto dell'otre per il miscuglio tonante, Egli descrive, in una seconda lettera (8 maggio 1777) la Sua nuova pistola elettro-infiammabile. « Fin qui — Egli dice — io non avea assoggettata l'aria infiammabile alle scintille elettriche, se non che alla bocca aperta del vaso che conteneala, volli pertanto tentare in altra maniera, cioè, se ricevuta la scintilla elettrica giù entro il vaso, l'aria ancora rinchiusa s'infiammerebbe. I molti tentativi, mi assicurarono tosto, che la minima scintilla elettrica, basta ad allumar l'aria infiammabile *rinchiusa*, sol che sia in giusta dose allungata colla comune: ciò fu che mi suggerì di avvanzar due punte metalliche una contro l'altra entro alla mia pistola di vetro, onde averne immancabile l'esplosione ad ogni scintilluzza elettrica » (Fig. 4).

In una nota a questa seconda lettera, il VOLTA rivendica a sè la priorità di aver acceso con una scintilla esilissima l'aria infiammabile « confinata da un pezzo e chiusa in un vaso ». VOLTA dà molta importanza alla Sua disposizione per far scoppiare la miscela in ambiente chiuso, tanto che nell'altra Sua lettera del 2 settembre 1777, allo stesso PRIESTLEY ⁽¹⁾, che aveva descritto nella sua storia dell'elettricità alcune esperienze dilettevoli di accensione elettrica di sostanze infiammabili: come spirito di vino, etc., dice testualmente « ... giudico, però che ciò che vi ho di mio, ..., è soprattutto d'aver fatto sì che s'accenda l'aria *in un vaso chiuso*, per mezzo di una picciolissima e debolissima scintilla elettrica, segno a cui non so se per anco sia giunto altri prima di me ». Egli intendeva di poter accendere la miscela tonante « colla scintilla debole di un elettroforo da tasca od altro piccolo conduttore ».

Tornando alla pistola elettro-infiammabile della Fig. 4, ricordiamo che questa è di vetro, e secondo il VOLTA, essa serve « a far colpi di strepito sì, ma imbelli e senza offesa: Faremo sì dei tiri con palla da traforar tavole ecc. con similante pistola fatta di metallo ben resistente ». In tal caso VOLTA suggerisce l'uso « di un forte mastice o un dado di cristallo ben incassato » per « far sì che rimanga isolato un fil d'ottone, il quale con facil

⁽¹⁾ Lettera al PRIESTLEY (2 settembre 1777), *Sopra un nuovo Eudiometro*. « Scelta d'opuscoli interessanti ». Milano, pag. 65, vol. 34, Collez. Antinori, tomo III, pag. 174.

moto a vite, si avvanzi attraverso un lato entro al ventre della pistola fin contro il lato opposto. Or quando siamo avvertiti che la punta del filo d'ottone tocca il lato, col girar della vite indietro un passo, porteremo detta punta a tale distanza, che la scintilla elettrica abbia ivi a saltare ».

Nella terza lettera del 15 maggio 1777 al CASTELLI, il VOLTA descrive un nuovo tipo di pistola rappresentata dalla Fig. 5 ove « i due fili metallici, che attraversano il forte turacciolo di legno, ... vengono colle punte presso che ad incontrarsi ». Abbiamo così l'esplosione della miscela con un dispositivo che ricorda la candela d'accensione.

In questa lettera, dopo aver enumerate varie applicazioni pratiche fra cui degno di nota un metodo per far brillare le mine a distanza, VOLTA insiste su di una nuova disposizione: « Non può non fornirci qualche nuovo lume l'esperimentare lo scoppio dell'aria infiammabile tanto in istato di grande rarefazione, quanto in quello di *condensamento*. Ora l'espedito di accenderla nel chiuso con qualche scintilla elettrica, renderà queste prove facilmente praticabili, se si adatti alla bocca della pistola una forte valvola, per cui col mezzo di una siringa vi si possa introdurre aria, in più modi si verrà a capo di tenervi l'aria infiammabile *compressa* e accenderla in tale stato, o colla siringa medesima o colla macchina di compressione ». Egli ottiene così « l'aria mista, come si richiede, e più densa quattro volte ». Egli passa poi allo studio dei residui della combustione. VOLTA aveva, dunque, pensato alla compressione della miscela, ma a dir vero non nel modo semplice. Colla pistola del primo tipo (Fig. 1), infatti, dopo aver aspirato la miscela, Egli poteva comprimerla spingendo di nuovo lo stantuffo *ee*, verso il fondo del cilindro e far avvenire l'esplosione dopo aver fissata in qualche modo la canna *Do*. La tenuta sarebbe stata fatta, naturalmente, dalla palla.

Fra le innumerevoli applicazioni ideate dal VOLTA della Sua pistola va ricordato l'accenno ad esperienze ⁽¹⁾ per cui si può intravedere nel Grande Fisico Comasco il precursore della telegrafia elettrica.

Egli, che ebbe il merito precipuo di ⁽²⁾ « aver restaurato nelle nostre ricerche scientifiche il metodo rigoroso sperimentale insegnatoci dal GALILEI », non pensò tuttavia, all'applicazione della Sua pistola ad una macchina che funzionasse in modo continuo per fornire energia meccanica, trasformando in moto rotatorio quello alternativo dello stantuffo, come già aveva fatto pochi anni prima (1768) JAMES WATT nella sua classica macchina a vapore.

Ciò non di meno, noi dobbiamo ammettere, che il motore a scoppio in quattro tempi parta essenzialmente dal dispositivo ideato da ALESSANDRO VOLTA con la Sua pistola elettro-infiammabile. È logico e doveroso per noi Italiani aggiungere così un'altra benemerita alle tante gloriose e imperiture del Grande Comasco.

Per finire, non sarà fuori di luogo insistere sul fatto, che anche in altri tempi si è cercato di far passare sotto altro nome quanto si deve esclusi-

(1) Lettera a Padre BARLETTI. Como 18 aprile 1777. Ed. Naz., III, 194.

vamente al genio italiano. Nel caso attuale accenneremo al fatto che *poco dopo* l'invenzione della pistola Voltiana, si trovava in commercio la pistola universale ad aria di Nairne, fabbricata dalla ditta Nairne & Blunt di Londra, in tutto simile a quella di VOLTA. Le figure 6, 7, riproducono l'esemplare posseduto dall'Istituto di Fisica « Augusto Righi » dell'Università di Bologna. Sul cilindro esterno *C* è incisa la dicitura: « Nairne's Universal air Pistol » made by Naire & Blunt - London, senz'altra indicazione di data.

Per *O* viene introdotta la miscela tonante, aspirata manovrando lo stantuffo, *S* è una sferretta conduttrice, che porta alla candela d'accensione elettrica *c*, *D* è un disco metallico col quale si può manovrare lo stantuffo, *E* è un coperchio avvitabile al cilindro *C*, *T* la canna che contiene il proiettile *P*, canna graduata per le proporzioni di aria e di gas infiammabile.

Date queste abili imitazioni, non dobbiamo quindi meravigliarci, se in altri campi e in altri tempi — e anche oggigiorno — i bei nomi, tutti italiani, di BERNARDI, SOBRERO, PACINOTTI, MEUCCI, FERRARIS, etc., siano stati altrove sostituiti rispettivamente con quelli di OTTO, NOBEL, GRAMME, BELL, TESLA.

R. Università, Istituto di Fisica « Augusto Righi ».
Bologna, Novembre 1927 (VI).

R. ACCADEMIA DEI LINCEI

SUNTI DEI RENDICONTI

2° SEMESTRE 1926

FISICA

Sulla teoria della polarizzazione dei raggi X indipendenti - BRUNETTI R. (pag. 43) — A conferma e complemento dei risultati più generali ottenuti dalle classiche ricerche di C. G. BARCLAY, P. KIRKPATRICK ha sperimentalmente osservato che i raggi X non caratteristici dell'antcatodo, cioè quelli costituenti il suo spettro continuo:

- 1) sono parzialmente polarizzati
- 2) la polarizzazione della radiazione globale decresce col crescere della tensione applicata al tubo
- 3) a tensione costante col diminuire della lunghezza d'onda l'ammontare della polarizzazione cresce e il massimo di polarizzazione si ha al limite dello spettro continuo.

Se si ammette che l'emissione dello spettro continuo sia dovuta ad arresto brusco di elettroni dotati di velocità iniziale grande, teoricamente risulta che la direzione della polarizzazione corrisponde a quella sperimentale, ma mentre il suo ammontare è di pochi decimi, la teoria impone polarizzazione totale senza riguardo alla radiazione a cui appartiene.

L'autrice si è proposta di riprendere la teoria della polarizzazione dei raggi X indipendenti prendendo a punto di partenza i concetti relativi al meccanismo di diffusione delle particelle catodiche veloci nell'interno di strati materiali sottili. Questi concetti come è noto bastano a render conto della emissione dello spettro continuo dei raggi X e delle particolarità di questo.

Gli elettroni catodici che penetrano nell'interno della materia in vicinanza dei campi nucleari descrivono orbite iperboliche con fuoco nel nucleo deviando dalla traiettoria iniziale.

La forza elettrica a cui l'elettrone è assoggettato in presenza di un nucleo può considerarsi come la risultante di forze che determinano oscillazioni armoniche dell'elettrone con frequenza comprese fra 0 e ∞ . Dal rapporto fra le intensità di queste vibrazioni per le frequenze comprese fra ν e $\nu + d\nu$ in due direzioni ortogonali al piano di osservazioni si deduce lo stato di polarizzazione in tale intervallo spettrale.

Il calcolo è condotto sostituendo alla traiettoria iperbolica nel caso delle deviazioni grandi una traiettoria parabolica e in quello delle piccole deviazioni una traiettoria rettilinea. L'approssimazione cade in difetto nella regione intermedia. Nei calcoli viene eliminata questa debolezza delle for-

mule generali per interpolazione grafica di risultati numerici relativi alle due regioni estreme.

I risultati tratti da questa teoria confermano quelli sperimentali di KIRKPATRICK e danno valori del grado di polarizzazione dell'ordine di quelli misurati nelle sue esperienze - R. BRUNETTI.

Sopra l'esistenza dell'elemento a numero atomico 61 - BRUNETTI R. (pag. 515). **Sull'identificazione dell'elemento a numero atomico 61 - BRUNETTI R.** (pag. 518) — La prima nota è tratta da un plico suggellato depositato alla R. Accademia dei Lincei il 21 giugno 1924 e aperto il 7 novembre 1927. Essa nel plico era accompagnata da una breve descrizione dei proff. ROLLA e FERNANDES circa il metodo di purificazione per cristallizzazioni successive di samario e neodimio tratti da monazite brasiliana.

Nella nota della prof. BRUNETTI viene comunicato come, esaminando con uno spettrografo a raggi duri del SIEGBAHN, le bande d'assorbimento K delle terre rare preparate dai due citati chimici, dopo quella del neodimio dalla parte delle lunghezze d'onda minori, è stata notata una discontinuità interpretabile come il limite d'assorbimento K dell'elemento a numero atomico 61. Il materiale fornito dai due chimici contiene dunque questo elemento. Esso fino alla data del lavoro (1924) non era ancora stato messo in evidenza da nessuno; per esso i proff. ROLLA e FERNANDES hanno come è noto proposto il nome di Florenzio (simbolo Fr).

La seconda nota conferma i risultati ottenuti dall'autrice nel 1924. Essa è stata condotta su materiale più abbondante con attrezzamento fisico migliore del primitivo e cercando di prevenire tutte le critiche a cui il risultato sperimentale potesse prestarsi. La nota è accompagnata da una fotometria eseguita da una prova fotografica con schermo assorbente di nitrato di samario e neodimio (0.9 gr. per cm^2) e otto ore di esposizione. Su di essa effettivamente, fra le due energie discontinuità di samario e neodimio, se ne può osservare una più lieve, intermedia corrispondente alla lunghezza d'onda calcolata per la banda d'assorbimento K dell'elemento 61.

Pare dunque certo che la monazite brasiliana contenga una piccola percentuale di questo elemento.

Fino alla data in cui scriviamo questo risultato non è stato oggetto di nessuna critica e ha ricevuto molteplici conferme. - R. BRUNETTI.

Sul paramagnetismo degli elementi compresi fra il Ca e lo Zn - CARRELLI A. (pag. 569) — L'A., basandosi sui dati spettroscopici, dimostra che analogamente a quanto avviene per le terre rare anche per il gruppo di elementi fra il Ca e lo Zn è da notare un doppio periodo di variazione nel numero di magnetoni in funzione del numero atomico. - I. RANZI

Esperienze di controllo di un nuovo metodo interferometrico per la misura di oggetti microscopici per mezzo di reticoli di diffrazione - G. DE MOTTONI (pag. 447) — In una nota precedente l'A. aveva

dimostrato come l'applicazione dei reticoli diottrici al microscopio consenta di aumentarne sensibilmente il potere risolutivo. In questa seconda nota descrive alcune esperienze di controllo il cui risultato è pienamente conclusivo. - O. SPECCHIA.

Il principio delle adiabatiche e la nozione di forza viva nella nuova meccanica ondulatoria - FERMI E. e PERSICO E. (pag. 452)

— Nella meccanica ondulatoria di SCHRÖDINGER, si abbandona l'idea che un sistema meccanico possa trovarsi soltanto in certi stati privilegiati ("stati quantici,, o "stazionari,,) e nel passare dall'uno all'altro di essi emetta o assorba radiazione: gli stati quantici sono invece concepiti come stati vibratorii particolarmente semplici, dei quali però possono coesistere due o più, contemporaneamente, nello stesso sistema, così come una corda può vibrare dando, p. es., la nota fondamentale oppure la sua ottava superiore, ma può anche vibrare in un modo più complesso, che è la sovrapposizione dei due stati vibratorii.

Ora, gli AA. della nota che esaminiamo dimostrano che se, in un sistema meccanico di SCHRÖDINGER, è presente in un certo istante, *uno solo* degli stati vibratorii fondamentali, e se si mutano assai lentamente ("adiabaticamente,,) le forze che agiscono sul sistema, o anche i vincoli di questo, *non* si eccitano, per questo mutamento, altri stati vibratorii, cosicchè il sistema continua a trovarsi sempre in uno stato vibratorio semplice. È chiaro (poichè uno stato vibratorio semplice corrisponde a ciò che nella teoria quantistica ordinaria si chiama una *stato quantico*) che questo teorema è perfettamente analogo al cosiddetto *principio delle adiabatiche* della quantistica ordinaria, secondo il quale un sistema che si trovi in uno stato quantico, assoggettato ad una trasformazione adiabatica resta in uno stato quantico.

Durante la dimostrazione, si presenta una espressione che può interpretarsi ovviamente come la variazione dell'energia potenziale del sistema, e che suggerisce quindi, insieme ad altre considerazioni, la forma da attribuirsi all'energia potenziale stessa. Per trovare poi l'espressione più opportuna da definirsi come energia cinetica, gli AA. considerano il caso di un gruppo o treno d'onde assai ristretto, che si identifica, al limite col punto materiale della meccanica classica, come ha mostrato SCHRÖDINGER:

in tal caso l'energia cinetica deve essere naturalmente $\frac{1}{2}mv^2$. Generalizzando opportunamente, gli AA. giungono all'espressione della forza viva valida nel caso generale. •

Per giustificare le deposizioni introdotte, gli AA. dimostrano infine che la somma delle espressioni da essi definite come energia potenziale e rispettivamente energia cinetica, si mantiene costante: vale cioè, anche nella meccanica di SCHRÖDINGER, il principio della conservazione dell'energia.

E. PERSICO

Spettro tipo « Pickering » ne.l' argon - KAHANOWITZ M. (pag. 285) — L' A. ha sottoposto ad uno studio spettroscopico l'argon con-

tenuto nell'ampolla del raddrizzatore termoionico *Vartax*, dove si realizzano condizioni di eccitazione, in cui questo spettro non è stato ancora esaminato, cioè: pressione alta, di qualche centimetro, e intensità di corrente molto superiori a quelle di altri tubi ad argon, attorno ad 1 e fino a 1,2 Amp. Si ottiene allora uno spettro nuovo composto di 5 righe intense e nette sul fondo dello spettro rosso, da ritenersi del tipo rinforzato (*enhanced lines*).

L'A. dimostra non trattarsi di spettro di scintilla, ma di serie spettroscopica di atomo emissivo idrogenoide, cioè sistema in cui un solo elettrone ruota intorno al nucleo di carica Ze , dal termine generale

$$\nu = \frac{Z^2 R}{1 + \epsilon} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right).$$

Potendosi trascurare per l'argon la correzione $(1 + \epsilon)$ per il trascinalamento del nucleo, facendo $\nu = 36$, la serie dell'argon idrogenoide assume la forma

$$\nu = 18^2 \cdot R \left(\frac{1}{36^2} - \frac{1}{k^2} \right)$$

e ponendo $k = \frac{4m+1}{2}$ si ha

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{18^2}{\left(2m + \frac{1}{2}\right)^2} \right),$$

che per $m = 35; 39; 40; 49; 56$ fornisce le cinque righe e per la sua forma dà il tipo *Pickering* a questo spettro rinforzato dell'argon. - G. DALLA NOCE

Su di un fenomeno termico residuo - MAJORANA Q. (pag. 419)

— Un dispositivo termostatico sensibilissimo realizzato in vista di altre ricerche tuttora in corso, ha permesso all'A. la constatazione di un fenomeno termico imprevisto. Esso consiste in ciò che alcuni corpi e particolarmente i metalli, se scaldati notevolmente e poi raffreddati sino alla temperatura ambiente, presentano sopraelevazioni termometriche non giustificabili con le note leggi sul raffreddamento dei corpi.

Il termostato è costituito da un cassone di legno foderato di zinco ripieno di acqua. Questa è mantenuta in continuo movimento mediante agitatori a palette mossi da un motorino elettrico. Un dilatometro ad alcool e mercurio sensibilissimo (100 mm. di spostamento dell'indice per ogni grado centigrado) mantiene costante la temperatura dell'acqua a meno di $\frac{1}{100}$ di grado circa, agendo per mezzo di due relais (uno primario e uno secondario) su di una corrente riscaldante che percorre in parallelo due resistenze elettriche immerse nell'acqua e da questa opportunamente isolate. L'interno del termostato è costituito da una scatola cilindrica di ottone che contiene un grosso tubo DEWAR di porcellana chiuso in basso da un tappo di legno. Nell'interno di questo tubo son posti altri due piccoli DEWAR cilindrici in

cui si pongono i corpi da sottoporre ad esperimento ⁽¹⁾ Le due estremità di una pinza termoelettrica costituita da un certo numero di coppie costantana-ferro, entrano nei due piccoli DEWAR mentre i due reofori della pinza son collegati ad un galvanometro KIPP sensibile e pronto. Per la constatazione del fenomeno in parola, la sensibilità raggiunta dall'A. è di 1530 mm. per grado su scala a m. 1,50, con pinza di 9 coppie lunga 25 cm.; ma una sensibilità anche circa 10 volte maggiore può esser raggiunta in certi casi. Nelle condizioni descritte, se si introducono nei due DEWAR due cilindri di acciaio ricavati mediante lavorazione al tornio da uno stesso pezzo che non abbia subito di recente riscaldamenti, ma uno dei quali sia stato, dopo la lavorazione portato al rosso aranciato e poi raffreddato bruscamente (o anche lentamente) e poi lasciato assieme all'altro per un ora in acqua corrente e per un'ora all'aria ambiente nelle identiche condizioni, si nota che il cilindro preventivamente riscaldato si mantiene a temperatura più elevata dell'altro e precisamente, agli inizi del periodo di osservazione, di circa $\frac{1}{10}$ di g rado (15 cm. di deviazione sulla scala). Occorre naturalmente attendere la scomparsa degli squilibri termici accidentali, affinchè possano farsi letture regolari e ciò può richiedere anche due o tre giorni di tempo. La deviazione permanente constatata si riduce a metà in due giorni, a un decimo in otto giorni e occorrono più settimane affinchè possa dirsi praticamente scomparsa.

Il consumo di energia occorrente per produrre nell'interno del termostato una quantità di calore pari a quella che mantiene nei primi tempi lo squilibrio di temperatura accennato fra i due cilindri, è stato determinato sperimentalmente dall'A. mediante introduzione nel termostato vuoto di una lampadina elettrica percorsa da opportuna corrente ed è risultato di $6 \cdot 10^{-4}$ watts. Oltre l'acciaio, presenta il descritto effetto anche il piombo ma in misura minore: per il rame l'effetto è dubbio.

Il termostato descritto per la sua grande sensibilità potrà rendere utilissimi servigi nello studio di tutti quei fenomeni fisici e chimici in cui lente modificazioni, ossidazioni, ecc. dava luogo a formazione di piccolissime quantificazioni, ossidazioni, ecc. danno luogo a formazione di piccolissime quantità di calore. - G. TODESCO

Metodo per la misura delle variazioni di capacità calorifiche nei campi magnetici - NANNI B. (pag. 296) — L'A. riprende esperienze precedenti sull'argomento con opportune modificazioni, atte a rendere il metodo più sensibile.

Vennero usati due calorimetri BUNSEN identici, situati fra i poli di due elettromagneti, pure identici, percorsi dalla stessa corrente, uno dei quali con avvolgimento bifilare in modo da non avere campo magnetico. I traferri erano minimi. Venivano misurate le differenze di temperatura nei due calorimetri, che contenevano rispettivamente, oltre un agitatore, una spirulina

⁽¹⁾ In essi la costanza della temperatura è verificata entro il $\frac{1}{1000}$ di grado e ciò anche per più settimane.

di nichelina per il riscaldamento elettrico e due quantità identiche della sostanza immerse nei liquidi stessi calorimetrici. La differenza di temperatura di un ventimillesimo di grado, misurata col metodo bolometrico, corrispondeva alla deviazione di un millimetro della scala, posta a m. 2,30 dal galvanometro.

In esperienze fatte con dischi di piombo di 30 mm. di diametro, non venne turbato l'equilibrio bolometrico, con o senza campo e variando comunque la temperatura. Con dischi di ferro invece e con campi di 3000 Gauss, oltre l'effetto delle correnti indotte, e l'effetto magnetico-calorico di WEISS, fu notata una *diminuzione* della capacità calorifica del ferro. - C. PIROTTI

Cicli di isteresi elastica in fili di Bismuto - NANNEI B. (pag. 366)

— A complemento di studi precedenti sull'argomento, al fine di confermare il carattere nettamente ereditario nei fenomeni di elasticità presentati dal bismuto sotto forma di fili, l'A. ricorre a cicli in cui vengono variati periodicamente, ma in *modo continuo*, i momenti torcenti.

Ciò fu ottenuto per mezzo di un'azione elettrodinamica, misurata con un elettrodinamometro SIEMENS e leggendo semplicemente le deviazioni angolari della spira. Fatte esperienze preliminari con fili di acciaio e fili di ferro dolce, fu sperimentato il filo di bismuto, ottenendo, così, cicli *normali*, coll'imprimere al filo stesso successivi momenti torcenti di senso contrario, decrescenti in valore assoluto, e ciò dopo un lungo periodo di riposo; nonchè cicli anormali ottenuti immediatamente dopo codesta applicazione.

Dimostrato che l'influenza dell'inerzia e della resistenza della spirale mobile non influiscono sui cicli osservati, l'A. attribuisce questi ultimi esclusivamente al comportamento elastico del filo e ciò a conferma di quanto fu già detto relativamente al bismuto in una nota precedente dell'A. stesso. Siamo quindi di fronte a *fenomeni di deformazione permanente non dissipantesi col tempo e di natura nettamente ereditaria* (dall'inversione della dissimetria rispetto all'origine con la inversione del senso dei cicli, e dall'ampliarsi dei cicli al crescere della loro durata). Questo fatto è in contrasto con quanto si osserva pei cicli dovuti ad *effetti ereditari dissipantesi col tempo* (fili d'acciaio) e ad *effetti permanenti non ereditari* (isteresi magnetica. Si conferma così sperimentalmente la teoria del prof. STRAEO.

C. PIROTTI

Della dispersione rotatoria e rifrattiva delle soluzioni acquose dell'acido tartarico destrogiro - PAGLIARULO M. L. (pag. 199) — L'A. applicando gli stessi metodi usati per determinazioni analoghe sulle soluzioni di asparagina, ha studiato come varia con la lunghezza d'onda il potere rotatorio e l'indice di rifrazione di soluzione di acido tartarico a varie concentrazioni.

Le curve di dispersione rotatoria tracciate dall'A. in base alle determinazioni effettuate rivelano l'anomalia nota dell'acido tartarico: presentano un massimo, che al diminuire della concentrazione, si sposta verso le lun-

ghezze d'onda minori. Le curve di dispersione rifrattiva, invece, appaiono perfettamente normali; ma se a queste si applica il processo di derivazione analitica, dall'A. applicato, per suggerimento del prof. Cantone, anche nei precedenti lavori sulle soluzioni di asparigina, si ottengono delle curve che presentano, analogamente a quanto si verifica per le soluzioni di asparigina, un'anomalia in corrispondenza al massimo delle curve di dispersione rotatoria. - O. SPECCHIA

Sopra l'effetto Doppler nella fluorescenza sensibilizzata - RA-SETTI F. (pag. 133) — In un miscuglio di vapori di sodio e di mercurio, l'atomo di mercurio è portato nello stato $2p_a$ mediante assorbimento della riga $\lambda = 2537$ di cui il quantum corrisponde ad un potenziale di 4.9 volts. L'atomo di mercurio urta un atomo di sodio che si trova nello stato normale; lo eccita, cedendogli un'energia di 2.1 volts, mentre l'eccesso di energia, 2.8 volts, va in forza viva. Poi l'atomo di sodio torna nello stato normale emettendo le righe D (2.1 volts). All'energia disponibile come forza viva deve corrispondere un allargamento delle D per effetto DOPPLER: il calcolo di questo mostra che si dovrà osservare un $\Delta\lambda = 0,17 \text{ \AA}$. Le misure fatte danno con ottima approssimazione il valore previsto. - O. SPECCHIA

Sull'ipotesi balistica e l'effetto Doppler - WATAGHIN G. (pagine 138) — L'A. parte dalla teoria balistica dell'effetto DOPPLER, esposta in una memoria dei professori CORBINO e LEVI-CIVITA, e osserva che, per mettere in prova la formula balistica dell'effetto DOPPLER:

$$(1) \quad \frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{c} (\cos \alpha \pm 2\pi K \sin \alpha) + \frac{rv}{c^2} \cos \alpha$$

è necessario far il confronto diretto della (1) con i dati sperimentali, che forniscono il valore di $\frac{\Delta v}{v}$. Non basta invece limitarsi a osservare, che l'influenza dell'accelerazione nella (1) è di gran lunga superiore all'effetto di velocità (la costante $2\pi K$ è per alcune stelle doppie dell'ordine di 10^6), perchè è lecito il dubbio, che l'effetto DOPPLER osservato sia dovuto all'accelerazione, e perchè si ignora il valore di v (l'uso dei valori di v dati dalle tavole astronomiche è proibito, perchè questi valori vengono calcolati in base alla formula classica dell'effetto DOPPLER:

$$(2) \quad \frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{c} \cos \alpha$$

che è incompatibile colla (1)).

Sostituendo nella (1) a $\frac{\Delta v}{v}$ i valori osservati, si trova che la velocità orbitale v risulta per le componenti di alcune doppie (p. es. W. Ur. Ma. e S Antliae) dell'ordine di $5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Ne segue, che i diametri delle orbite di queste

doppie dovrebbero essere dell'ordine di grandezza di 1 km., il che è ovviamente inammissibile.

La formula (2) potrebbe essere introdotta nella teoria balistica al posto della (1), se si rinunziasse al concetto ordinario della frequenza e la si definisse mediante l'equazione di EINSTEIN-BOHR. L'A. osserva, che grazie alle ricerche di ZURHELLEN, THIRING e BERNHEIMER anche in questo caso l'ipotesi balistica appare insostenibile. - G. WATAGHIN

Sull'aberrazione della luce e teoria della relatività - WATAGHIN

G. (pag. 291) — L'A. dimostra che la formula relativistica dell'aberrazione:

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c} \cos \varphi}$$

stabilita da EINSTEIN per onde piane, vale anche per onde sferiche (centro di emissione a distanza finita). Poi fa vedere che la teoria dell'aberrazione può e deve essere svolta in base alla sola ipotesi della propagazione rettilinea della luce rispetto a un sistema inerziale qualunque. Quest'ipotesi è comune a tutte le teorie ottiche, in particolare alla teoria della relatività, teoria di FRESNEL-LORENTZ di etere non trascinato, teoria balistica, e teoria di STOKES di etere trascinato parzialmente (per quest'ultima la legge della propagazione rettilinea vale in prima approssimazione, cioè a meno di termini di ordine superiore al primo nel rapporto $\frac{v}{c}$). Se nei calcoli ci si limita a termini del primo ordine in $\frac{v}{c}$, si ottiene per tutte queste teorie (con un unico ragionamento) la solita formola approssimata usata dagli astronomi:

$$\varphi' - \varphi = \frac{v}{c} \sin \varphi.$$

L'ultima parte della nota è dedicata a una giusta interpretazione del fenomeno di aberrazione annua delle stelle. Si osserva, che in molti fra i migliori trattati di fisica, come anche in alcune memorie è espressa l'idea errata, che l'aberrazione dipenda dal moto relativo della sorgente luminosa rispetto all'osservatore. L'A. dimostra invece che sia dal punto di vista relativistico, sia da quello classico:

1) L'effetto aberrazionale è indipendente dalla velocità o, più generalmente, dal moto della sorgente, perchè la *direzione* in cui arriva la luce non dipende affatto dal moto della sorgente *dopo* l'istante di emissione (per la teoria eterea questo è stato già osservato da TURNER).

2) Non vi è alcuna aberrazione, se le osservazioni si fanno in un sistema inerziale (p. es. nel sistema eliocentrico).

3) L'effetto aberrazionale dipende esclusivamente dalle variazioni di velocità nel moto dell'osservatore e quindi dall'accelerazione del sistema di riferimento.

4) In particolare l'aberrazione annua è un effetto del moto di rotazione della terra intorno al sole del tutto paragonabile ad altri effetti dei moti rotatori, che si manifestano p. es. nelle esperienze del pendolo di **FOUCAULT**, del giroscopio, e nelle esperienze ottiche di **HARRES**, di **SAGNAC** e di **MICHELSON** e **GALE**.

Se ne deduce che, ammessa l'ipotesi della propagazione rettilinea della luce rispetto a un sistema inerziale qualunque, l'aberrazione annua delle stelle fornisce una prova, che il sistema geocentrico non è inerziale, mentre quello eliocentrico lo è. - **G. WATAGHIN**

FISICA MATEMATICA

Sui campi elettromagnetici aventi nullo sul contorno il campo elettrico (magnetico) e tangenziale sul contorno stesso il campo magnetico (elettrico) - **CRUDELI U.** (pagg. 373 e 522) — L'A. considera un mezzo di permeabilità ν , costante dielettrica ϵ , conducibilità λ e suppone dapprima che il campo elettrico sia solenoidale. Dimostra quindi che il vettore:

$$E = (A - P) \wedge \text{grad } \varphi$$

soddisfa alle condizioni poste sul campo elettrico-magnetico purchè si consideri P come un punto generico, A come un punto fisso, φ una soluzione dell'equazione

$$\epsilon \mu \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 4\lambda \pi \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} = c^2 \Delta_s \varphi$$

essendo c la velocità della luce.

Considerata poi una sfera di centro A e presa φ nulla sulla superficie della sfera stessa si ottiene il campo elettrico (o il magnetico) richiesto dal problema. L'A. stabilisce poi le condizioni a cui deve soddisfare il campo magnetico (o l'elettrico).

Nel caso che φ sia sinusoidale l'equazione a cui deve soddisfare diventa quella delle vibrazioni stazionarie.

Nella II nota l'A. toglie la restrizione che il campo elettrico sia solenoidale e risolve il problema modificando opportunamente l'espressione di E .

D. GRAFFI

ASTROFISICA

Osservazioni sui moti dei vapori metallici nelle macchie solari - **ABETTI G.** (pag. 242) — Da una serie di osservazioni sullo spettro delle macchie solari, l'A. rileva che il moto dei vapori metallici sulle macchie stesse presenta, in linea generale, le caratteristiche note col nome di effetto **EVERSHED** di prima e seconda specie. Di particolare nota che i massimi delle velocità radiali non si osservano ai confini della penombra, ma ai confini dell'ombra; inoltre il valore assoluto delle velocità radiali varia di molto da macchia a macchia. Altre particolarità osservate richiedono ulteriori ricerche per essere precisate. - **I. RANZI**

Sopra la differenza tra la grandezza visuale e la bolometrica delle stelle in relazione alla temperatura assoluta - ARMELLINI G. (pag. 337) — L'A. partendo dalla formula approssimata di WIEN sulla distribuzione dell'energia, ricava la seguente formula che dà i valori della differenza tra la grandezza bolometrica e la grandezza visuale delle stelle (differenza che Egli chiama indice bolometrico K), in funzione della temperatura assoluta:

$$K = 0,76 - 1,90 \frac{\gamma}{T} + 10.0 \log_{10} \frac{\gamma}{T}.$$

La formula è soltanto approssimata, ma la precisione raggiungibile è più che sufficiente. Essa presenta il vantaggio che i valori dell'indice bolometrico possono ottenersi senza servirsi della curva di sensibilità dell'occhio, e senza quadrature meccaniche. - I. RANZI

INDICE DELLA RIVISTA

MAYR G. - L'interferometro nella misura del diametro degli astri e delle distanze fra stelle doppie	pag. I
QUARTULLI G. - Astrolabio in Ravenna »	IX
Società Italiana di Fisica - Riunione 27-28-29 dicembre 1926 - Resoconto »	XI
Notiziario. - Congresso Internazionale dei Fisici »	XIII
PERSICO E. - La meccanica ondulatoria »	XVII
Società Italiana di Fisica - Comunicazioni scientifiche svolte alla Riunione di Roma del dicembre 1926 »	XXVI
Notiziario. - Il Congresso Internazionale dei Fisici. Conferenza di Q. MAJORANA. L'edizione nazionale di VOLTA »	XL
BRUNETTI R. - Recenti vedute sul meccanismo della radiattività »	XLI
R. Accademia dei Lincei - Sunti dei Rendiconti - 1° semestre 1926 »	LI
R. Accademia delle Scienze di Torino - Sunti degli Atti 1925- 1926 »	LXVIII
Notiziario. - Una conferenza di P. LANGEVIN. La crisi della fisica. Idee di MILLIKAN. Un profilo di VOLTA. L'opera di ALESSANDRO VOLTA. SELMI e i colloidi »	LXX
WATAGHIN G. - Sopra alcune ricerche sperimentali dirette a stabilire la natura corpuscolare della luce »	LXXIII
Notiziario. - Congresso Internazionale dei Fisici - Elenco degli aderenti e titolo delle loro comunicazioni »	LXXVII
ROSTAGNI A. - Le manifestazioni luminose nel secondo mezzo nella riflessione totale »	LXXXI
DALLA NOCE G. - Aspetto fisico della gravitazione - Capitolo I - Validità sperimentale della legge di NEWTON »	XC
CAMPETTI A. - Su alcune ricerche recenti nel campo della chi- mica-fisica »	XCVII

WATAGHIN G.: Determinazione sperimentale dei momenti magnetici degli atomi	pag.	CVIII
Recensioni. - Estudios generales sobre aberración esférica de orden superior. M. MARTINEZ-RISCO	»	CXIV
Notiziario. - SADI CARNOT. Letteratura voltiana. MOSELEY	»	CXV
ROSTAGNI A. - La disintegrazione artificiale degli elementi	»	CXVII
Notiziario. - Congresso Internazionale dei Fisici. A. CRUTO e la lampada a incandescenza	»	CXXIII
MAYR G. - Conducibilità elettrica nei solidi	»	CXXV
TIMPANARO SEB. - Sull'urto delle sfere elastiche	»	CLVII
Notiziario. - Prima Esposizione Nazionale di Storia della Scienza. Un centro di sintesi	»	CLX
CORBINO O. M. - La crisi odierna della Fisica	»	CLXI
VOGHERA G. - Sugli spettri ottici a linee	»	CLXXI
ALIVERTI G. - I lavori del VOLTA e del DALTON su le tensioni dei vapori	»	CLXXXVI
DE PAOLINI F. - Sopra la misura della conducibilità degli elettroliti senza impiego di elettrodi	»	CXC
Congresso Internazionale dei Fisici (Como-Pavia-Roma, 11-20 settembre 1927) - Resoconto e riassunti delle comunicazioni	»	CXCVI
ALIVERTI G. - La determinazione delle costanti del geoide mediante misure di gravità	»	CCXXV
PIROTTI C. - La pistola di VOLTA e il motore a scoppio	»	CCXXXI
R. Accademia dei Lincei - Sunti dei Rendiconti - 2° semestre 1926	»	CCXXXVI

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

PERIODICO DI MATEMATICHE

STORIA - DIDATTICA - FILOSOFIA

ORGANO DELLA SOCIETÀ ITALIANA « MATHESIS »

Direttori: F. ENRIQUES - G. LAZZERI

Redattori: E. BORTOLOTTI - E. DANIELE - A. PERNA - C. ROSATI

Segretario di Redazione: O. CHISINI

Prezzo d'abbonamento annuo: ITALIA L. 25 - ESTERO L. 40

Il « Periodico » si pubblica in cinque fascicoli annuali

Le sette annate complete 1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926 e 1927 dell'attuale serie del
PERIODICO DI MATEMATICHE

sono in vendita complessivamente al prezzo di L. 300

*Non si vendono separatamente le prime tre annate. - Le annate 1924, 1925, 1926 e 1927
costano L. 30 ciascuna*

Esistono fascicoli separati dei cinque volumi a prezzi da convenirsi

Sono in vendita presso la Casa Zanichelli le precedenti serie del « Periodico di
Matematiche » diretto da G. Lazzeri:

Annate 1901 al 1917, ogni annata L. 20

Annata 1918, fascicolo 1 (solo pubblicato) » 5

Esistono ancora numeri separati delle annate suddette, e delle annate 1897, 1898
e 1899, a prezzi da convenirsi

ANNALI DI MATEMATICA PURA ED APPLICATA

GIÀ DIRETTI DA FRANCESCO BRIOSCHI

e continuati dai professori

LUIGI BIANCHI in Pisa - SALVATORE PINCHERLE in Bologna

TULLIO LEVI-CIVITA in Roma - FRANCESCO SEVERI in Roma

Questo giornale, il più antico periodico scientifico d'Italia, pubblica soltanto
memorie originali, opera di collaboratori italiani e stranieri: esse vengono stampate
in lingua italiana, inglese, francese e tedesca. La pubblicazione è giunta attual-
mente alla quarta serie:

I. SERIE - Pubblicata a Roma dal 1850 al 1866, constava di 15 volumi (*comple-
tamente esauriti*);

II. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1867 al 1897, consta di 26 volumi. (Sono esauriti
i volumi I, II, III, IV, XXII, XXIV, XXV, XXVI). I 18 volumi disponibili
costano L. 50 ciascuno. Della I e II Serie venne pubblicato l'Indice Gene-
rale: Prezzo L. 25.

III. SERIE - Pubblicata a Milano dal 1898 al 1922 consta di 31 volumi, due dei
quali (XX e XXI) furono dedicati alla memoria del matematico Lagrange, in
occasione del centenario della sua morte nel 1913. (*Sono esauriti i volumi I
a XII*). I 19 volumi disponibili costano L. 50 ciascuno.

IV. SERIE - Si pubblica a Bologna dal Novembre 1923. Sono in vendita i volumi
I, II, III e IV al prezzo di L. 80. Il volume V è in corso di pubblicazione ed
il costo dell'Abbonamento è di L. 80 per l'Estero e L. 50 per l'Italia.

*Esiste qualche copia di fascicoli separati. - A richiesta l'Editore darà
gli schiarimenti necessari.*

CASA EDITRICE NICOLA ZANICHELLI — BOLOGNA

"SCIENTIA" RIVISTA INTERNAZIONALE DI SINTESI SCIENTIFICA

Si pubblica ogni mese in fascicoli di circa 100 pagine ciascuno

DIRETTORE: EUGENIO RIGNANO

È L'UNICA RIVISTA italiana a diffusione assolutamente mondiale.
È L'UNICA RIVISTA di sintesi e di unificazione del sapere, che tratti delle questioni fondamentali di tutte le scienze: storia delle scienze, matematica, astronomia, geologia, fisica, chimica, biologia, psicologia e sociologia.

È L'UNICA RIVISTA che a mezzo di inchieste fra i più eminenti scienziati e scrittori di tutti i paesi (*sui principi filosofici delle diverse scienze; sulle questioni astronomiche e fisiche più fondamentali all'ordine del giorno; sul contributo che i diversi paesi hanno dato allo sviluppo di diversi rami del sapere; sulla questione del vitalismo; sulla questione sociale; sulle grandi questioni internazionali sollevate dalla guerra mondiale*), studi tutte le massime questioni che agitano gli ambienti studiosi e intellettuali di tutto il mondo. — «SCIENTIA» pubblica gli articoli nella lingua dei loro autori, e ad ogni fascicolo è unito un *supplemento contenente la traduzione francese di tutti gli articoli non francesi*. Essa è così completamente accessibile anche a chi conosca la sola lingua francese. *Chiedere un fascicolo di saggio gratuito* al Segretario Generale di «SCIENTIA», Milano, inviando, a puro rimborso delle spese di posta e di spedizione, lire due in francobolli.

Segretario generale: Dott. PAOLO BONETTI
Milano (116) — Via A. De Togni N. 12

Abbonamento: Italia e Colonie italiane L. 180 — Francia e Colonie francesi Frs. 200 — Germania G. M. 30 — Inghilterra Sh. 40 — Stati Uniti Doll. 10 — Altri paesi Lire italiane 150

Sono disponibili poche copie delle seguenti annate:

1910, 1911, 1912, 1913, 1914, 1915, 1916. — Lire 60 ciascuna

1921, 1922, 1923, 1924, 1925, 1926, 1927. — Lire 80 ciascuna

Esiste soltanto un esemplare della collezione completa dell'anno 1907 al 1927

PREZZO L. 5000

Inviare il denaro direttamente a Nicola Zanichelli, Editore in Bologna

TWO HOUR RESERVE
RETURN TO DESK FROM WHICH BORROWED

PHYSICS LIBRARY

This publication is due on the **LAST DATE**
and **HOUR** stamped below.

RB 16-20m-8,'57
(C8399s10)4187

General Library
University of California
Berkeley

APR

